



Fakultät für Physik

# **Kollisionen von Dezimeter-Körpern in der Planetenentstehung**

Von der Fakultät für Physik der Universität Duisburg-Essen genehmigte  
Dissertation von

**Dipl.-Phys. Johannes Deckers**

aus Emmerich am Rhein

zur Erlangung des akademischen Grades

**Dr. rer. nat.**

1. Gutachter: Prof. Dr. Gerhard Wurm

2. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Blum

Disputation: 28. September 2016

*„Der Niederrheiner ist überhaupt zu allem unfähig. Er weiß nix, kann aber alles erklären. Umgekehrt: Wenn man ihm etwas erklärt, versteht er nichts, sagt aber dauernd: Is doch logisch.“-*

Hans Dieter Hüsch (\* 6.5.1925, † 6.12.2005), „Der Poet unter den Kabarettisten“

# Kurzfassung

---

Planeten entstehen in protoplanetaren Scheiben, bestehend aus Gas und Staub, um einen neu entstandenen jungen Stern. Beobachtungen ebenso wie Experimente und Simulationen haben bereits eine Fülle an Erkenntnissen zu den vielfältigen bei der Planetenentstehung relevanten Prozessen geliefert. Dennoch bleiben gerade beim Zwischenschritt der Planetesimalentstehung – Objekte von einigen Kilometer Größe, deren Gravitation ausreichend groß ist um kleinere Körper an sich zu binden und so weiter zu wachsen – eine ganze Reihe von bislang ungelösten Fragen offen.

Kollisionen spielen in diesem Zusammenhang eine wichtige Rolle, denn die diversen Wechselwirkungen zwischen Gas und Teilchen führen zu Relativgeschwindigkeiten und damit zu Kollisionen. Wachstum bis zu Millimeter großen Agglomeraten lässt sich noch recht gut erklären, denn hier sind Relativgeschwindigkeiten noch vergleichsweise klein und Kollisionen enden mit Haftung. Für größer werdende Agglomerate ist dies jedoch nicht mehr immer der Fall, vielmehr resultieren Kollisionen in Abprallen oder gar Fragmentierung der Agglomerate.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher unterschiedliche Kollisionsexperimente durchgeführt, deren Ergebnisse werden im Hinblick auf die Planetenentstehung diskutiert. Dabei werden Kollisionen von porösen Staubagglomeraten, relevant für den inneren Bereich einer protoplanetaren Scheibe, ebenso analysiert, wie die Kollisionen von solidem Wassereis. Nahe am Stern sind die Temperaturen so hoch, dass Wasser verdampft und nicht in fester Form vorliegt. Je weiter man sich vom Stern entfernt, umso tiefer fallen die Temperaturen. In diesen Bereichen der Scheibe spielt Wasser eine entscheidende Rolle, da es auf bereits vorhandene Partikel kondensiert und deren Kollisionseigenschaften maßgeblich bestimmt.

Die Planetenentstehung lässt sich natürlich nicht komplett im Labor nachstellen. Aus den Experimenten erhält man jedoch ein besseres Verständnis für das Verhalten der Agglomerate in Kollisionen. Die Ergebnisse der Experimente bilden somit die Basis für Modelle, die in Simulationen die Entwicklung der Körper in einer protoplanetaren Scheibe verfolgen. Die Grenzbedingung zur Fragmentierung ist dabei ebenso interessant wie die Größenverteilung der in solch einer Kollision entstehenden Fragmente.

Einige Modelle bemühen sich, die Fragmentierung in Kollisionen gleich großer Agglomerate zu umgehen, indem sie Massentransfer in Kollisionen unterschiedlich großer Agglomerate berücksichtigen. Bei solch einer Kollision wird der kleinere Kollisionspartner zerrissen, ein kleiner Teil seiner Masse haftet jedoch am größeren Körper. Dieser Effekt wurde bereits in anderen Experimenten beobachtet und wird hier auf Dezimeter große Ag-

glomerate erweitert. Dabei wird jedoch, im Gegensatz zu bisherigen Studien, nicht nur Massentransfer bei Kollisionen poröser Staubagglomerate beobachtet. Vielmehr wird in dieser Arbeit Massentransfer auch in Kollisionsexperimenten von solidem Eis quantitativ analysiert.

## Abstract

Planets are formed from the gas and dust of protoplanetary discs around young stars. Observations of these discs as well as simulations and experiments have provided considerable insight into the processes involved in planet formation, but have not been able to answer all open questions. The formation of planetesimals – kilometer sized objects that are barely massive enough to gravitationally bind smaller objects – remains a mystery.

The collision dynamics of bodies within the protoplanetary disc are crucial, as the interaction between gas and dust leads to relative velocities. These are rather low for micrometer sized particles, so hit-and-stick collisions dominate. Once particles reach the millimeter size range, bouncing starts to become a normal outcome of a collision.

Several experiments were conducted in order to investigate the collision dynamics of centimeter and decimeter sized agglomerates further. The results of these experiments as well as their application to planetesimal formation are discussed in this study. The experiments analyse collisions of porous dust agglomerates as well as collisions of solid ice. Icy planetesimal formation is believed to be important, because water ice is stickier than silicates. Sublimation and condensation processes at the snowline – the distance to the central star where temperatures are low enough for water ice to exist – form bodies of solid ice.

Laboratory experiments can not reproduce the complete process of planet formation, but they can provide important input for models by investigating the collision dynamics of bodies within a protoplanetary disc. The experimental results are essential for models that simulate the evolution of these bodies. The boundary conditions to fragmentation as well as the fragment size distribution are among the parameters that are crucial for the simulations.

Mass transfer in collisions of bodies of different size – a small part of the smaller bodies mass sticks to the bigger body after the collision – has been proposed by some models in order to circumvent fragmentation in mutual collisions. A few experiments have already studied mass transfer, mostly focussing on millimeter to centimeter sized dust agglomerates. These studies will be extended to porous decimeter sized dust agglomerates as well as to mass transfer in collisions of solid ice. The conditions for mass transfer as well as the accretion efficiency will be analysed.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>I</b>
<b>Veröffentlichungen</b>	<b>V</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Planetenentstehung . . . . .	3
2.1.1 Die Struktur der protoplanetaren Scheibe . . . . .	4
2.1.2 Ablauf der Planetenentstehung - Vom Staub zu Planeten . . . . .	11
2.2 Planetesimalentstehung - Bedeutung von Dezimeter-Kollisionen . . . . .	14
2.2.1 Modelle für die Planetesimalentstehung . . . . .	14
2.2.2 Analyse von Kollisionen - Experimente und Simulationen . . . . .	21
<b>3 Vorbereitung, Aufbau und Auswertung der Experimente</b>	<b>25</b>
3.1 Probenpräparation . . . . .	25
3.2 Experimenteller Aufbau . . . . .	28
3.3 Auswertung und wichtige Kenngrößen . . . . .	32
3.3.1 Wichtige Parameter für die Analyse der Kollisionen . . . . .	35
<b>4 Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>37</b>
4.1 Grenzbedingungen - Bouncing, Fragmentation, Massentransfer . . . . .	38
4.1.1 Kollisionen poröser Staubagglomerate . . . . .	38
4.1.2 Experimente mit solidem Eis . . . . .	46
4.2 Bouncing: Der Restitutionskoeffizient . . . . .	56
4.3 Massentransfer: Akkretionseffizienz . . . . .	60
4.4 Analyse der Fragmente aus Kollisionen . . . . .	72
<b>5 Astrophysikalische Anwendung</b>	<b>81</b>
5.1 Planetesimalentstehung . . . . .	81
5.1.1 Anwendung auf die Bedingungen in der protoplanetaren Scheibe . . . . .	81
5.1.2 Kollisionen poröser Staubagglomerate . . . . .	84
5.1.3 Entstehung von eisigen Planetesimalen nahe der „snowline“ . . . . .	92
5.2 Ringe des Saturn . . . . .	99
5.2.1 Entwicklung der Ringe in langsamen Kollisionen . . . . .	100
5.2.2 Störungen des Ringsystems . . . . .	101
<b>6 Fazit</b>	<b>103</b>
<b>A Übersicht über die durchgeführten Kollisionsexperimente</b>	<b>115</b>

<b>Danksagung</b>	<b>121</b>
<b>Erklärung</b>	<b>123</b>

# Veröffentlichungen

---

Im Rahmen dieser Dissertation wurden folgende Artikel und Konferenzbeiträge veröffentlicht:

## Artikel (Reviewed)

- **J. Deckers** und J. Teiser, *Colliding Decimeter Dust*, The Astrophysical Journal, 769: 151, 2013.
- **J. Deckers** und J. Teiser, *Macroscopic Dust in Protoplanetary Disks - From Growth to Destruction*, The Astrophysical Journal, 796: 99, 2014.
- **J. Deckers** und J. Teiser, *Collisions of solid ice in planetesimal formation*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 456 (4): 4328, 2016.

## Konferenzbeiträge

- **J. Deckers**, J. Teiser, C. De Beule und G. Wurm, *Coagulation of Dust - Collisions in the Decimetre Range*, Vortrag und Abstract, Planet Formation and Evolution, München, 2012
- **J. Deckers**, J. Teiser, C. De Beule und G. Wurm, *Coagulation of Dust - Collisions in the Decimetre Range*, Vortrag und Abstract, Paneth Kolloquium, Nördlingen, 2012
- **J. Deckers**, J. Teiser, C. De Beule und G. Wurm, *Collision Dynamics of Decimetre Dust*, Poster und Abstract, Protostars and Planets VI, Heidelberg, 2013
- **J. Deckers**, J. Teiser, und G. Wurm, *Collision Dynamics of Decimeter Bodies*, Vortrag und Abstract, 45<sup>th</sup> Annual Meeting of the Division for Planetary Sciences of the American Astronomical Society, Denver, CO (USA), 2013
- **J. Deckers**, J. Teiser, *Collision Dynamics of Decimetre Bodies*, Poster und Abstract, Planet Formation and Evolution, Kiel, 2014
- **J. Deckers**, J. Teiser, *Evolution of Decimetre Bodies - The missing link in planetesimal formation*, Vortrag und Abstract, 5th annual SPP1385 meeting, Heidelberg, 2014

- **J. Deckers**, J. Teiser, *Collisions of Decimetre Bodies*, Poster und Abstract, Grannular Matter in Low Gravity, Erlangen, 2015
- **J. Deckers**, J. Teiser und G. Wurm, *Planetesimal Formation - Collisions of Decimeter Ice and Dust*, Vortrag und Abstract, 47<sup>th</sup> Annual Meeting of the Division for Planetary Sciences of the American Astronomical Society, National Harbour, MD (USA), 2015
- **J. Deckers**, J. Teiser und G. Wurm, *Planetesimal Formation at the Snowline*, Poster und Abstract, Planet Formation and Evolution, Duisburg, 2016

## Einleitung

---

Die Entdeckung hunderter außerhalb unseres Sonnensystems befindlicher Planeten insbesondere in den letzten Jahren verdeutlicht, dass der Prozess der Planetenentstehung ein typischer Prozess im Zuge der Entstehung eines Sterns ist. Um einen jungen Stern bildet sich eine Scheibe aus Staub und Gas, die „protoplanetare Scheibe“. Aus dem Material in dieser Scheibe bilden sich schließlich die Planeten. Dabei besteht die Scheibe hauptsächlich aus Gas, nur etwa ein Prozent der Masse wird von festen Stoffen eingenommen.

Die Planetenentstehung beginnt mit Mikrometer großen Teilchen. Brownsche Bewegung führt zu Relativgeschwindigkeiten zwischen den Teilchen, die deshalb miteinander kollidieren können. Bei kleinen Geschwindigkeiten haften Teilchen aneinander und es entstehen fraktale Agglomerate. In weiteren Kollisionen werden diese Agglomerate größer und kompakter. Auf diese Weise können Millimeter bis Zentimeter große Agglomerate entstehen, die nicht mehr fraktal, jedoch weiterhin recht porös sind. Diese ersten Schritte der Planetenentstehung sind in Experimenten (Blum und Wurm, 2008) und Simulationen (Wada et al., 2009) bereits gut nachvollzogen. Das weitere Wachstum jenseits von Dezimeter und Meter großen Agglomeraten ist dagegen noch nicht bis ins letzte Detail klar. Hier gibt es Prozesse, die – zumindest in unserem jetzigen Verständnis – ein weiteres Wachstum erschweren oder gar unmöglich machen. Für größere Agglomerate etwa nehmen die Relativgeschwindigkeiten zu. Nun führen Kollisionen nicht mehr immer zu Haftung und damit zu weiterem Wachstum. Vielmehr prallen Agglomerate voneinander ab (Jankowski et al., 2012; Kelling et al., 2014) oder werden zerstört (Beitz et al., 2011; Schräpler et al., 2012). Dazu kommt, dass größere Agglomerate zunehmend weniger an die Bewegung des umgebenden Gases gekoppelt sind. Das Gas rotiert mit einer Geschwindigkeit leicht unterhalb der Keplergeschwindigkeit, welche die Rotationsgeschwindigkeit für einen bestimmten Abstand zum Stern angibt. Dies liegt daran, dass der Gasdruck mit zunehmendem Abstand zum Stern abnimmt. Kleine Partikel koppeln stark an das Gas und bewegen sich mit diesem. Je größer Agglomerate werden, desto schwächer wird die Kopplung.

Größere Agglomerate erfahren daher Reibung mit dem umgebenden Gas, driften dementsprechend zum zentralen Stern. Werden sie vom Stern akkretiert, dann sind sie für den Prozess der Planetenentstehung verloren. Die Abkopplung vom umgebenden Gas beginnt, sobald die Agglomerate eine Größe im Dezimeter-Bereich erreicht haben (Whipple, 1972; Weidenschilling, 1977a). Die radiale Drift wirkt sich auf etwa 30 cm bis 50 cm große Körper am stärksten aus. Diese driften innerhalb von ungefähr 100 Jahren aus einer Entfernung von einigen AU zum Stern (Weidenschilling, 1977a).

Gelingt es die Barrieren zu überwinden und Körper von einigen Kilometern zu bilden – für Körper dieser Größe wird meist der Begriff „Planetesimal“ verwendet – lässt sich das weitere Wachstum wieder recht gut erklären. Planetesimale bewegen sich, ohne vom umgebenden Gas beeinflusst zu sein, auf einer Keplerbahn. Im Gegensatz zu kleinen Körpern spielt bei den Planetesimalen die Eigengravitation bereits eine wichtige Rolle. Planetesimale können demnach durch Akkretion weiter wachsen und Planeten bilden.

Zahlreiche Modelle und Theorien versuchen zu erklären, wie Wachstum von Planetesimalen möglich ist und wie man die bereits erwähnten Barrieren überwinden kann (Windmark et al., 2012a; Garaud et al., 2013; Drążkowska et al., 2013). In vielen dieser Modelle sind Dezimeter große Körper und deren Kollisionseigenschaften dabei von großer Bedeutung. Diese wurden bisher aber nur in vergleichsweise geringem Umfang experimentell untersucht (Teiser und Wurm, 2009; Teiser et al., 2011b; Yasui et al., 2014). Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente beschäftigt sich daher schwerpunktmäßig mit Kollisionseigenschaften von Zentimeter und Dezimeter großen Körpern.

Je nachdem wo man sich in der protoplanetaren Scheibe befindet, sind unterschiedliche Materialien für die Planetesimalentstehung wichtig, oft vereinfachend in „Staub“ und „Eis“ unterteilt. In dieser Arbeit werden daher Experimente zu „Staub“ und „Eis“ dargestellt, da sich deren Kollisionseigenschaften zum Teil signifikant unterscheiden.

Unter dem Begriff „Staub“ wird dabei alles Material zusammengefasst, das bereits in nicht allzu großer Entfernung vom Stern in festem Aggregatzustand existieren kann. Dazu zählen etwa Silikate oder Metalle. Andere Materialien, wie Wasser oder Kohlenstoffdioxid, sind bei den in diesen Bereichen herrschenden Temperaturen gasförmig. Entfernt man sich jedoch vom Stern, so können auch diese Materialien in fester Form existieren, daher der Begriff „Eis“. Wo genau die Grenzen zwischen den einzelnen Bereichen liegen, hängt vom Stern und der protoplanetaren Scheibe selbst ab. Im Abschnitt 2.1.1 findet sich eine grobe Übersicht über die Struktur einer protoplanetaren Scheibe.

Kapitel 2 gibt einen kurzen Überblick über die Grundlagen der Planetenentstehung und die Rolle von Kollisionen Dezimeter großer Körper darin. In Kapitel 3 werden die Experimente vorgestellt und für die Analyse wichtige Methoden und Begriffe eingeführt. Die Ergebnisse sind in Kapitel 4 zu finden, deren astrophysikalische Anwendung in Kapitel 5. Den Abschluss der Arbeit bildet das Fazit in Kapitel 6.

## Grundlagen

---

In diesem Kapitel soll der astrophysikalische Hintergrund für die in den folgenden Kapiteln gezeigten Experimente vorgestellt werden. Zunächst gibt dieses Kapitel einen groben Überblick über den Ablauf der Planetenentstehung und die Umgebung in der diese stattfindet, die protoplanetare Scheibe. Vor diesem Hintergrund werde ich dann im zweiten Abschnitt des Kapitels auf die Bedeutung der analysierten Kollisionseigenschaften für die Planetesimalentstehung eingehen und kurz einige bisherige Arbeiten dazu vorstellen.

### 2.1 Planetenentstehung

Planeten entstehen üblicherweise in Folge der Entstehung eines Sterns. Sterne wiederum entstehen in Gaswolken im Interstellaren Medium. In einem Teil dieser Gaswolke, diese enthält Moleküle und wird daher auch als „Molekülwolke“ bezeichnet, kommt es zu einem gravitativen Kollaps. Eine Bedingung dafür ist, dass die nach innen gerichtete Gravitation größer ist als die nach außen gerichteten Druckkräfte. Ob diese Bedingung erfüllt ist, ergibt sich aus dem Jeans Kriterium, das aussagt, ob eine Wolke stabil ist oder nicht. Dabei gehen etwa die Masse, Temperatur und Dichte der Wolke mit ein (Weigert et al., 2009). Durch den Kollaps verdichtet sich das Gas und heizt sich dabei auf. Auf diese Weise entsteht zunächst ein Protostern, der sich weiter aufheizt, Materie aus seiner Umgebung aufammelt und dabei weiter kontrahiert (Carroll und Ostlie, 2006). Dies geschieht so lange, bis die Temperatur und Dichte im Zentrum ausreichen, um Wasserstoff zu fusionieren. Nun kann man tatsächlich von einem Stern sprechen, der durch Kernfusion Energie gewinnt und diese, u.a., als Strahlung wieder nach außen abgibt. Ein genauerer Überblick über die Details der Sternentstehung findet sich in der Literatur, etwa bei Weigert et al. (2009), Tscharnuter et al. (2009) oder André et al. (2014). Die Zeitskala, bis aus einem instabilen Protostern ein Hauptreihenstern wird, hängt von der Masse des Sterns ab.

Je massereicher ein Stern, desto kürzer die Entwicklungszeit. Bei einem Stern mit der Masse unserer Sonne beträgt diese Zeit in etwa  $10^7$  Jahre (Weigert et al., 2009). Diese Zeitskala ist auch für die Planetenentstehung von Bedeutung, besonders für Gasplaneten. Die um den Protostern verbliebene Gaswolke flacht auf Grund der Drehimpulserhaltung ab und bildet eine Scheibe. Eine genauere Beschreibung der Entstehung und Entwicklung von protoplanetaren Scheiben findet sich beispielsweise bei Williams und Cieza (2011). Die Scheibe wird auch als Akkretionsscheibe bezeichnet, denn der Stern nimmt weiterhin Materie aus der Wolke auf, akkretiert diese Materie also (Tscharnuter et al., 2009). Jedoch wird nicht die komplette Materie auf den Stern akkretiert, denn nach einiger Zeit fällt die Akkretionsrate des Sterns deutlich ab. Damit einher geht zudem eine Abkühlung der Scheibe, so dass bestimmte Materialien kondensieren können und Mikrometer große Teilchen bilden. Aus dem verbliebenen Material in der Scheibe entstehen schließlich die Planeten. Dabei sind jedoch nicht nur die festen Stoffe beteiligt. Gerade bei der Entstehung von Gasriesen, vergleichbar mit Jupiter in unserem Sonnensystem (deshalb auch die Bezeichnung „jovianische Planeten“), ist das Gas der Scheibe ebenfalls wichtig. Im Zusammenhang mit der Planetenentstehung wird häufig der Begriff protoplanetare Scheibe verwendet. Beide Begriffe, Akkretionsscheibe wie protoplanetare Scheibe, sind in diesem Zusammenhang im wesentlichen synonym und betonen lediglich unterschiedliche Aspekte der Gas- und Staubscheiben um junge Sterne.

### 2.1.1 Die Struktur der protoplanetaren Scheibe

Struktur und Aufbau einer protoplanetaren Scheibe bilden wichtige Rahmenbedingungen für die bei der Planetenentstehung relevanten Prozesse. Dabei ist die Wechselwirkung zwischen dem Gas und den festen Teilchen innerhalb der Scheibe von ganz besonderer Bedeutung. Daneben sind aber auch andere Parameter, etwa der Temperatur- oder Druckverlauf in der Scheibe, von großem Interesse.

Informationen über protoplanetare Scheiben erhält man vor allem durch Spektren bei Wellenlängen im Bereich von Infrarot (IR) bis zu Mikrowellen. Auch direkte Aufnahmen von Scheiben sind möglich. Diese zeigen nicht nur die Existenz von Scheiben um junge Sterne, sondern geben einem auch Informationen insbesondere über die äußere Struktur der Scheibe. Eine detaillierte Analyse der inneren Struktur erlauben sie jedoch nicht, denn die Scheibe ist optisch dicht. Optische Strahlung wird weitgehend durch den Staub absorbiert. Die Analyse von IR Spektren junger Sterne zeigt neben der Schwarzkörperstrahlung des Sterns zusätzliche von der Scheibe emittierte Strahlung. Diese Strahlung bezeichnet man als „Infrarotüberschuss“. Auf diese Weise hat man nicht nur eine indirekte Nachweismöglichkeit für Scheiben, sondern zeigt zugleich die Existenz von Mikrometer großen Teilchen in der Scheibe (Hernández et al., 2007; Pinte et al., 2008; de Vries et al., 2015). Beobach-



tungen von Sternen unterschiedlichen Alters geben einem zudem Anhaltspunkte über die Lebensdauer von protoplanetaren Scheiben. Diese liegt bei in einigen  $10^6$  Jahren (Haisch et al., 2001; Pfalzner et al., 2015). Bei älteren Sternen finden sich keine Scheiben mehr und entsprechend auch kein Gas und Staub. Dies setzt besonders für die Entstehung von Gasplaneten einen zeitlichen Rahmen, denn diese müssen innerhalb der Lebensdauer der Scheibe sämtliches Gas aufgesammelt haben (Lambrechts und Johansen, 2012). Neben der Akkretion von Material auf den Stern und der Bildung von Planeten und anderen Objekten (wie etwa Asteroiden), trägt auch die Strahlung des Sterns zur Auflösung der Scheibe bei (Owen et al., 2012; Alexander et al., 2014). Die Strahlung erhitzt dabei besonders die obersten Schichten der protoplanetaren Scheibe (siehe Abb. 1), bis die thermische Energie ausreichend hoch ist und die gravitative Bindungsenergie übersteigt. Das so aufgeheizte Gas wird durch die Strahlung weggeweht, weshalb es für diesen Prozess im englischen den Ausdruck „photoevaporative wind“ gibt (Alexander et al., 2014).

Die Struktur der protoplanetaren Scheibe wird durch ein Zusammenspiel verschiedener Phänomene bestimmt. Durch die Gravitation des Sterns wird Material akkretiert. Die Strahlung des Sterns, sowohl hoch energetische ultraviolette (UV) und Röntgenstrahlung als auch Strahlung im sichtbaren Bereich, heizen die Oberfläche der Scheibe auf. Diese Strahlung könnte eine Ursache dafür sein, dass es bei manchen Scheiben nah am Stern fast keinen Staub gibt, sondern fast ausschließlich Gas (Williams und Cieza, 2011; Espaillat et al., 2014). Dieses Loch im Inneren einer solchen „transient disc“ kann man sowohl bei direkten Beobachtungen wie auch aus den Spektren sehen (Espaillat et al., 2014). Darüber hinaus kommen jedoch auch andere Mechanismen als Ursache für optisch dünne Bereiche im Inneren einer Scheibe in Frage. Eine Möglichkeit ist Wachstum größerer Agglomerate, deren IR Emission im Vergleich zu Mikrometer großen Partikeln geringer ist (Espaillat et al., 2014; Gorti et al., 2015). Eine weitere Möglichkeit ist gravitative Wechselwirkung, entweder mit einem entstehenden Planeten, der Material aus seiner Umgebung gravitativ an sich bindet (Calvet et al., 2002), oder mit einem in der Nähe befindlichen anderen Stern, der durch seine Gravitation die Scheibe beeinflusst (Espaillat et al., 2014). Die Mittelebene der Scheibe hingegen wird durch den Staub der Oberfläche weitgehend von der Strahlung abgeschirmt und ist daher deutlich kühler (Dutrey et al., 2014). Darüber hinaus ist die Wechselwirkung zwischen Gas und Staub wichtig, etwa in Form von Turbulenz oder Gasreibung.

Die vertikale Struktur der Scheibe lässt sich grob in drei Bereiche aufteilen: die Mittelebene der Scheibe, ihre Oberfläche und eine Schicht dazwischen (Dutrey et al., 2014). Partikel erfahren Reibung mit dem umgebenden Gas, da sich das Gas langsamer als die Keplergeschwindigkeit bewegt. Diese Gasreibung führt dazu, dass sich der Staub nach und nach in der Mittelebene der Scheibe absetzt (Lee et al., 2010). Je größer die Partikel und je weiter entfernt sie von der Mittelebene sind, desto stärker wirkt sich die Reibung aus

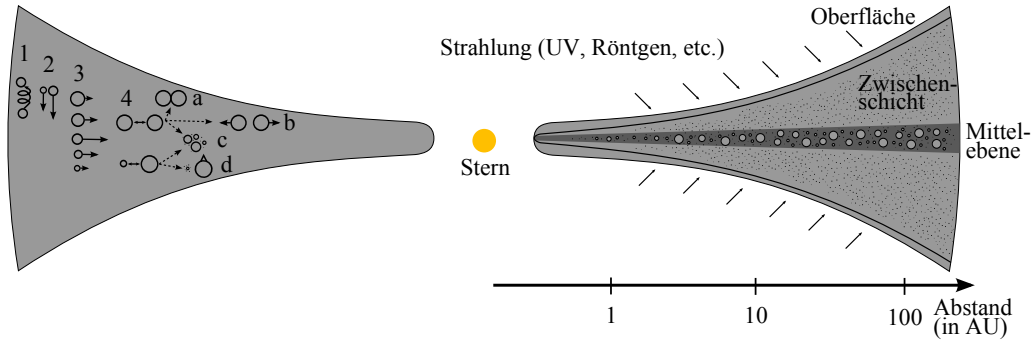
(Testi et al., 2014). Durch Turbulenzen kann Staub wieder aus der Mittelebene hinaus in höhere Schichten der Scheibe aufgewirbelt werden. In welchem Maße Turbulenzen gegen das Setzen der Partikel in die Mittelebene arbeiten, hängt von der Stärke der Turbulenzen ab (Testi et al., 2014). Im allgemeinen erwartet man hier jedoch eine erhöhte Staubkonzentration (Lee et al., 2010). Die Temperaturen in der Mittelebene ist niedrig im Vergleich zu den darüber befindlichen Schichten der Scheibe, denn sie wird durch den darüber befindlichen Staub weitgehend von der Strahlung des Sterns abgeschirmt (Dutrey et al., 2014). Über der Mittelebene befindet sich eine Schicht, in der die Konzentration des Staubes nicht ganz so hoch ist wie in der Mittelebene. Auch sind hier die Temperaturen höher, denn diese Schicht ist nicht gänzlich von äußerer Strahlung abgeschirmt. Die Temperatur der Zwischenschicht lässt sich nur schwer durch Beobachtungen bestimmen und hängt zudem noch vom radialen Anstand ab. Bei nicht allzu großer Entfernung zum Stern – in etwa im Bereich zwischen 1 AU und 10 AU – liegen die Temperaturen im Bereich zwischen 100 K und 300 K (Dutrey et al., 2014). In der Zwischenschicht finden sich entsprechend viele ionisierte Teilchen oder Moleküle. Daher gibt es in dieser Schicht eine Vielzahl an chemischen Reaktionen, wie beispielsweise die Hydrierung von Kohlenstoff. Eine Übersicht über die chemischen Reaktionen findet sich bei Harada et al. (2010).

Die Oberfläche der Scheibe wird durch die Strahlung des Sterns, aber auch durch andere Strahlung, wie etwa kosmische Strahlung, stark erhitzt. Hier gibt es daher hauptsächlich Atome und Moleküle, die stabil gegen Dissoziation durch diese Strahlung sind. Entsprechend ist die Konzentration an Staub hier gering und man findet allenfalls noch kleine, Mikrometer große, Partikel (Dutrey et al., 2014).

Beobachtungen deuten darauf hin, dass die vertikale Ausdehnung einer protoplanetarer Scheiben, die Skalenhöhe, nicht überall gleich ist, sondern mit zunehmendem Abstand zum Stern zunimmt (Williams und Cieza, 2011). Für dieses Verhalten wird üblicherweise der Ausdruck „flared disc“ verwendet (auf deutsch bedeutet dies so etwas wie „aufgeweitete Scheibe“). Chiang und Goldreich (1997) erhalten aus ihrem Modell eine Abhängigkeit der Skalenhöhe  $H$  vom radialen Abstand zum Stern  $R$  in der Form eines Potenzgesetzes  $H(R) \propto R^b$ . Für den Exponenten  $b$  werden Werte zwischen 1,3 und 1,5 angegeben (Chiang und Goldreich, 1997; Williams und Cieza, 2011).

Die Struktur der Scheibe in der Mittelebene wird durch den radialen Verlauf von Temperatur und Druck bestimmt, denn beide hängen vom Abstand zum Stern ab. Die Temperatur wird mit zunehmendem Abstand zum Stern geringer. Dies ist insbesondere für die Stoffe wichtig, die erst ab bestimmten Temperaturen kondensieren. Bei einer gewissen Entfernung zum Stern sind die Temperaturen niedrig genug, so dass z.B. Wasser oder  $\text{CO}_2$  in fester Form bestehen können. Hier kann es dann feste Partikel aus diesen Stoffen geben bzw. diese kondensieren auf der Oberfläche anderer Partikel. Für die Planetesimalentstehung, insbesondere für die Kollisionsdynamik, spielt dies eine wichtige Rolle. Auch der

Druck des Gases nimmt nach außen in der Scheibe ab. Dieser nach außen gerichtete Druckgradient stützt das Gas gegen die Gravitation des Sterns und ist für die Wechselwirkung zwischen Gas und Partikeln bedeutend.



**Abbildung 1:** Schematischer Querschnitt durch eine protoplanetare Scheibe: links sind wichtige Gas-Staub-Wechselwirkungen gezeigt (1: turbulente Durchmischung, 2: vertikales Setzen, 3: radiale Drift, 4: Kollisionen mit Haftungen (a), Abprallen (b), Fragmentierung (c) und Massentransfer (d)), rechts ist die Struktur skizziert (nach Testi et al. (2014); Dutrey et al. (2014)).

Mehrere unterschiedliche Modelle beschreiben die Struktur von protoplanetaren Scheiben im allgemeinen bzw. des solaren Nebels – Entstehungsort unseres Sonnensystems – im speziellen (Hayashi et al., 1985; Desch, 2007; Brauer et al., 2008). Allen diesen Modellen gemeinsam ist, dass sie den Verlauf verschiedener Parameter, wie Temperatur, Druck oder Dichte, innerhalb der Scheibe beschreiben. Bei den meisten Parametern wird in erster Linie der radiale Verlauf beschrieben. Bei der Dichte des Staubes hingegen wird auch der vertikale Verlauf berücksichtigt, denn dieser ändert sich durch vertikales Setzen von Staub auf der einen und Turbulenzen auf der anderen Seite. Die Dichte  $\rho(R, Z)$  hängt also sowohl vom radialen Abstand zum Stern  $R$  als auch vom vertikalen Abstand zur Mittelebene  $Z$  ab und lässt sich in der Form

$$\rho(R, Z) = \left( \frac{\Sigma(R)}{\sqrt{2\pi}H} \right) \exp \left[ -\frac{Z^2}{H^2} \right] \quad (1)$$

beschreiben, wobei  $\Sigma(R)$  die Oberflächendichte ist (Williams und Cieza, 2011). Vereinfachend wird für die Scheibenparameter in den Modellen häufig ein Verlauf nach einem Potenzgesetz angenommen (Desch, 2007; Brauer et al., 2008). Dabei unterscheiden sich die Modelle sowohl beim Vorfaktor als auch beim Exponenten. Bei Zsom et al. (2010) findet sich ein kurzer Überblick über unterschiedliche Modelle und die darin gemachten Annahmen.

Das „Minimum Mass Solar Nebular“ Modell (kurz MMSN) von Weidenschilling (1977b) wird auch heute noch als Referenz-Modell für die Entstehung unseres Sonnensystems verwendet. Das Modell berücksichtigt die minimale Masse, die notwendig ist um das Sonnensystem in seinem heutigen Zustand zu erklären. Dabei wird vereinfachend angenommen, dass die Planeten bei ihren jetzigen Orbits entstanden. Migration von Planeten wird somit vernachlässigt. Darüber hinaus geht das Modell davon aus, dass sämtliches Material des solaren Nebels in die Bildung von Planeten und anderen Objekten, wie Asteroiden und Meteoroiden, gegangen ist. Akkretion von Material durch den Stern, etwa in Folge von radialer Drift, wird ebenso vernachlässigt. Trotz dieser vereinfachenden Annahmen bietet das MMSN Modell eine gute Grundlage für den solaren Nebel, aber auch für protoplanetare Scheiben im allgemeinen. Andere Modelle bauen darauf auf und versuchen im MMSN Modell vernachlässigte Prozesse zu integrieren. Das Modell von Desch (2007) etwa enthält auch die Migration von Planeten.

Ein weiterer wichtiger Parameter in Scheibenmodellen ist der Verlauf der Oberflächendichte, die vornehmlich vom Gas bestimmt wird, da der Staub hier nur einen kleinen Anteil hat – er macht nur etwa 1 % der Masse der Scheibe aus. Im MMSN Modell wird der Verlauf durch folgende Gleichung beschrieben (Weidenschilling, 1977a; Hayashi et al., 1985):

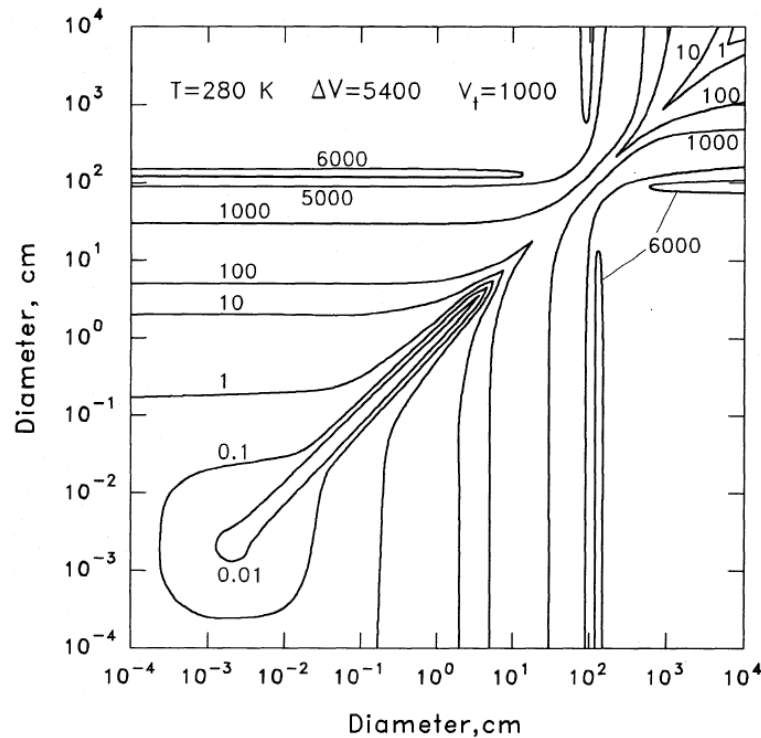
$$\Sigma = 1700 \cdot \left( \frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^{-1,5} \text{ g cm}^{-2}, \quad (2)$$

wobei  $R$  der radiale Abstand zum Stern in Astronomischen Einheiten (AU) ist – 1 AU entspricht der mittleren Entfernung zwischen Erde und Sonne.

Für die Entwicklung von Partikeln und Agglomeraten in der protoplanetaren Scheibe sind die Modelle wichtig, denn sie beschreiben die Rahmenbedingungen für Wechselwirkungen zwischen festen Teilchen und dem umgebenden Gas, die maßgeblich die Relativgeschwindigkeiten bestimmen. Dabei ist die Ankoppelzeit der Partikel entscheidend. Diese gibt an, wie lange ein Partikel benötigt um sich an die Bewegung des umgebenden Gases anzupassen. Befindet man sich in einer molekularen Strömung, in der die mittlere freie Weglänge eines Gasmoleküls wesentlich größer als das Partikel ist, so ist die Ankoppelzeit  $\tau$  wie folgt definiert (Blum et al., 1996):

$$\tau = 0,68 \frac{M}{\sigma \rho_g v_g}, \quad (3)$$

mit Masse des Partikels  $M$ , Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , Dichte des Gases  $\rho_g$  und thermischer Geschwindigkeit der Gasmoleküle  $v_g$ .



**Abbildung 2:** Relativgeschwindigkeiten zwischen Körpern unterschiedlicher Größe bei 1 AU in  $\text{cm s}^{-1}$  (Weidenschilling und Cuzzi, 1993). Dabei ist  $\Delta V$  die Differenz zwischen Kepler- und Gasgeschwindigkeit und  $V_t$  die Geschwindigkeit der Turbulenzen.

Mikrometer große Partikel bewegen sich mit dem Gas, Relativgeschwindigkeiten ergeben sich hier aus der Brownschen Bewegung der Partikel. Größer werdende Agglomerate entkoppeln zunehmend vom umgebenden Gas, hier spielen andere Wechselwirkungen mit dem Gas eine Rolle und führen zu höheren Relativgeschwindigkeiten. Da ist zum einen die bereits erwähnte Bewegung von Teilchen in die Mittelebene, die in Relativgeschwindigkeiten zu den dort bereits befindlichen Teilchen resultiert. Des Weiteren kann es durch Gasreibung zu Relativgeschwindigkeiten kommen. Je kleiner Partikel sind, desto besser koppeln sie ans umgebende Gas, das sich auf Grund des nach außen gerichteten Druckgradienten etwas langsamer als die Keplergeschwindigkeit bewegt. Mikrometer große Teilchen bewegen sich mit dem Gas, koppeln also nahezu vollständig daran. Werden Agglomerate größer, so werden sie zunehmend weniger stark vom Gas beeinflusst und nähern sich immer mehr der höheren Keplergeschwindigkeit. Dies resultiert in verstärkter Gasreibung, die bei größeren Partikeln zu einer Bewegung in Richtung Stern führt, die radiale Drift. Da größere Agglomerate stärker von radialer Drift betroffen sind, ergeben sich für diese höhere Relativgeschwindigkeiten. Turbulenzen innerhalb der protoplanetaren Scheibe sind eine weitere Ursache für Relativgeschwindigkeiten zwischen Agglomeraten.

Eine genauere Beschreibung der unterschiedlichen Wechselwirkungen und der daraus resultierenden Relativgeschwindigkeiten findet sich beispielsweise bei Testi et al. (2014).

Abb. 2 zeigt die Relativgeschwindigkeiten zwischen Körpern unterschiedlicher Größe in einer protoplanetaren Scheibe mit den Parametern des MMSN Modells von Weidenschilling (1977a) bei einer Entfernung von 1 AU. Bei Größen von unter 0,01 cm dominiert die Brownsche Bewegung, hier sind Relativgeschwindigkeiten gering. Bei größeren Körpern können die Relativgeschwindigkeiten in Kollisionen bis zu  $60 \text{ m s}^{-1}$  betragen.

Windmark et al. (2012a) nutzen ebenfalls das MMSN Modell, um die Relativgeschwindigkeiten bei einer Entfernung von 3 AU zu berechnen. Die von Ihnen berechneten Relativgeschwindigkeiten sehen im wesentlichen so aus wie die in Abb. 2 (siehe Abb. 6 bei Windmark et al. (2012a)), sind jedoch nicht überall identisch mit den von Weidenschilling und Cuzzi (1993) berechneten Geschwindigkeiten. Dies liegt daran, dass Windmark et al. (2012a) in ihrem Modell sowohl radiale als auch vertikale Drift von Partikeln mit berücksichtigen, die bei Weidenschilling und Cuzzi (1993) vernachlässigt werden.

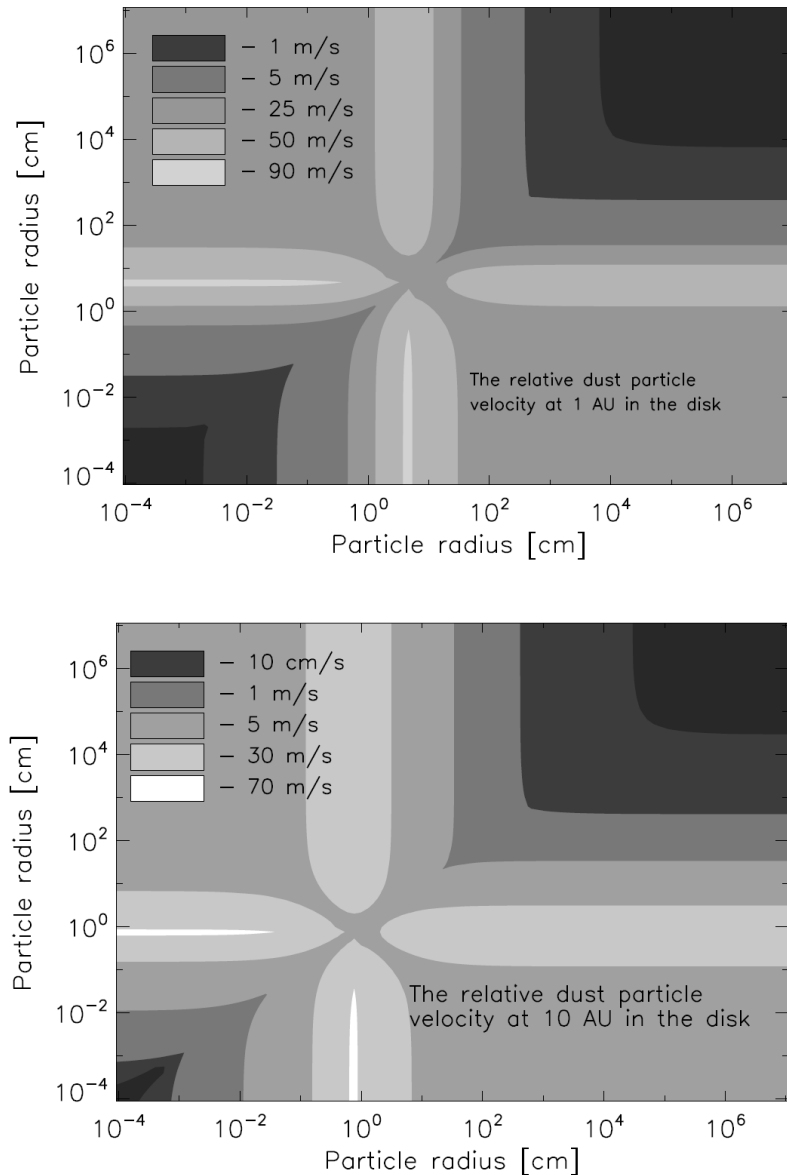
Neben dem MMSN Modell gibt es auch noch andere Modelle für protoplanetare Scheiben, die sich in bestimmten Parametern vom MMSN Modell unterscheiden. Brauer et al. (2008) entwickeln ein Modell, das von einer geringeren Oberflächendichte ausgeht, beschrieben durch folgende Formel:

$$\Sigma = 45 \cdot \left( \frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^{-0,8} \text{ g cm}^{-2} \quad (4)$$

Bei einer Entfernung von 1 AU ist damit die Oberflächendichte im Modell von Brauer et al. (2008) um mehr als eine Größenordnung niedriger als im MMSN Modell. Der Verlauf ist jedoch flacher, da der Exponent kleiner ist (siehe auch den Vergleich in Abb. 1 von Brauer et al. (2008)).

Die Unterschiede in den Annahmen zum Verlauf der Oberflächendichte führen zu höheren Relativgeschwindigkeiten zwischen Körpern in der Scheibe. Bei einer Entfernung von 1 AU zum Stern erreichen diese bis zu  $90 \text{ m s}^{-1}$ , bei 10 AU bis zu  $70 \text{ m s}^{-1}$ . Abb. 3 zeigt die von Brauer et al. (2008) berechneten Relativgeschwindigkeiten. Im Gegensatz zur Darstellung in Abb. 2 sind hier die Radien der Kollisionspartner angegeben (nicht deren Durchmesser) und die Geschwindigkeiten sind in  $\text{m s}^{-1}$  (nicht in  $\text{cm s}^{-1}$ ).

Im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Modellen von Weidenschilling (1977a) oder Brauer et al. (2008) beziehen andere Modelle die zeitliche Entwicklung der Oberflächendichte mit ein (Papaloizou und Terquem, 1999; Alibert et al., 2005). Dabei geht etwa die Photoevaporation der Scheibe oder auch die Akkretion von Material durch Planeten mit ein (Alibert et al., 2005). Krauss et al. (2007) nutzen so ein Modell und untersuchen die Drift von Partikeln am inneren Rand einer „transient disc“.



**Abbildung 3:** Relativgeschwindigkeiten zwischen Körpern unterschiedlicher Größe bei 1 AU (oben) und bei 10 AU (unten) (Brauer et al., 2008).

### 2.1.2 Ablauf der Planetenentstehung - Vom Staub zu Planeten

Wie bereits erwähnt, zeigen IR Spektren von protoplanetaren Scheiben die Präsenz von Mikrometer großen Partikeln in protoplanetaren Scheiben, insbesondere an der Oberfläche (Pinte et al., 2008; Williams und Cieza, 2011; de Vries et al., 2015). Das bedeutet zum einen, dass Partikel hier größer sind als im Interstellaren Medium (ISM), wo Partikelgrößen bei etwa 100 nm liegen (Williams und Cieza, 2011). Zum anderen verdeutlicht es, dass die Planetenentstehung mit Partikeln dieser Größe beginnt. Die Entwicklung der Par-

tikel und ihrer Größe im Inneren der Scheibe lässt sich bisher nicht direkt beobachten, da das Innere der Scheibe weitgehend optisch dicht ist – Submillimeterwellen jedoch dringen bis in das Innere der Scheibe vor und erlauben in Zukunft möglicherweise eine bessere Analyse der Prozesse in der Mittelebene. Um also ein Verständnis für die ersten Schritte der Planetenentstehung zu erhalten, sind Experimente und Simulationen notwendig. Um die Wachstumsprozesse der Staubpartikel beschreiben zu können, muss man die Wechselwirkungen zwischen Staub und Gas kennen, denn diese bestimmen die Relativgeschwindigkeiten zwischen den Partikeln. Dabei spielt die Größe der Partikel eine entscheidende Rolle, für die Wechselwirkung mit dem Gas ebenso wie beim Ausgang von Kollisionen. Welche Relativgeschwindigkeiten man zwischen Partikeln erwarten kann, erfährt man aus Modellen für protoplanetare Scheiben. Erkenntnisse zum Ausgang von Kollisionen erhält man in erster Linie aus Experimenten. Diese Erkenntnisse sind essentielle Grundlage für Modelle, in denen die Entwicklung von Staub unter den Bedingungen in einer protoplanetaren Scheibe analysiert wird (Zsom et al., 2010; Windmark et al., 2012a).

Kollisionen zwischen Partikeln können aus der Brownschen Bewegung der Partikel im umgebenden Gas resultieren. Die Relativgeschwindigkeit zwischen zwei Partikeln  $\Delta v_B$  lässt sich mit der Formel

$$\Delta v_B = \sqrt{\frac{8k_B T (M_1 + M_2)}{\pi M_1 M_2}}, \quad (5)$$

berechnen, wobei  $M_1$  und  $M_2$  die Massen der Partikel sind,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur ist (Brauer et al., 2008). Dies betrifft fast ausschließlich Mikrometer große Partikel, bei denen die Relativgeschwindigkeit bedingt durch Brownsche Bewegung – bei einer Temperatur von 200 K und einer Dichte von  $\rho = 1 \text{ g cm}^{-3}$  – bei  $0,2 \text{ cm s}^{-1}$  liegt (Brauer et al., 2008). Experimente zeigen, dass Mikrometer große Partikel bei diesen Relativgeschwindigkeiten aneinander haften und fraktale Agglomerate bilden (Blum et al., 2000; Krause und Blum, 2004). Für Partikel größer als einige zehn Mikrometer sind die Relativgeschwindigkeiten durch Brownsche Bewegung hingegen vernachlässigbar klein. Simulationen zeigen, dass Kollisionen dieser fraktalen Agglomerate zu Wachstum und Komprimierung führen, solange die Geschwindigkeit in einem bestimmten Bereich liegt (Dominik und Tielens, 1997; Wada et al., 2007). Bei sehr niedrigen Geschwindigkeiten – in den Simulationen von Wada et al. (2007) liegen diese für ein Agglomerate bestehend aus 128 sphärischen  $\text{SiO}_2$  Partikeln (die Partikel sind  $0,1 \mu\text{m}$  groß) um die  $0,3 \text{ m s}^{-1}$  – haften Agglomerate aneinander und behalten so ihre fraktale Struktur. Erreicht man etwas höhere Geschwindigkeiten, entstehen größere und kompaktere Agglomerate. Dies geschieht so lange die Geschwindigkeit einen bestimmten Wert nicht übersteigt, ab dem Agglomerate auseinander gerissen werden. Dieses Verhalten bestätigt sich auch in Experimenten, etwa zu sehen bei Blum und Wurm (2000), die fraktale Agglomerate bestehend aus monodi-



spersen sphärischen  $\text{SiO}_2$ -Teilchen mit einem dünnen, soliden Target kollidieren lassen. Bei Geschwindigkeiten unter  $0,2 \text{ ms}^{-1}$  bleiben die Agglomerate haften und bilden eine sehr poröse Schicht. Bis zu Geschwindigkeiten von  $1,2 \text{ ms}^{-1}$  wächst durch die vielen ankommenden Agglomerate eine kompakte Schicht. Steigert man nun die Geschwindigkeit weiter, so halten sich zunächst weiteres Wachstum und Erosion die Waage, bis es bei noch höheren Geschwindigkeiten nur noch zu Erosion kommt (Blum und Wurm, 2000). Auf diese Weise können Agglomerate bis zu Größen von einigen Millimetern wachsen. Die Agglomerate werden dabei kompakter und verlieren ihre fraktale Struktur.

Sobald Agglomerate diese Größe erreicht haben, kompakter geworden sind und keine fraktale Struktur mehr haben, ändert sich ihr Verhalten. Kollisionen, auch bei moderaten Geschwindigkeiten, führen nun nicht mehr immer zu Haftung der beiden Agglomerate. Experimente zeigen vielmehr, dass Agglomerate nun tendenziell eher voneinander abprallen (Blum und Münch, 1993; Jankowski et al., 2012; Kelling et al., 2014). In diesen Kollisionen werden Agglomerate zudem kompakter (Weidling et al., 2009). Kollisionsexperimente mit größeren und kompakteren Agglomeraten im Größenbereich von einigen Zentimetern zeigen sogar Zerstörung von Agglomeraten (Beitz et al., 2011; Schräpler et al., 2012). Unterscheiden sich die kollidierenden Agglomerate, z.B. in ihrer Größe oder Kompaktheit, so können Kollisionen zu anderen Resultaten führen. Langkowski et al. (2008) etwa finden Haftung von Millimeter an Zentimeter großen Agglomeraten bei Geschwindigkeiten um  $1 \text{ ms}^{-1}$ . In Kollisionen von Zentimeter großen Agglomeraten unterschiedlicher Kompaktheit zeigen Beitz et al. (2011) Massentransfer zum kompakteren Agglomerat.

Im Vergleich zu Mikrometer großen Agglomeraten erfahren größere Agglomerate andere Wechselwirkungen mit dem umgebenden Gas. Darüber hinaus ändert sich deren Verhalten in Kollisionen. Beide Prozesse haben Auswirkungen auf die weitere Entwicklung der Agglomerate und wirken sich bei unterschiedlichen Größen am Stärksten aus.

Abprallen von Agglomeraten beobachtet man bei den nach dem MMSN Modell in protoplanetaren Scheiben erwarteten Relativgeschwindigkeiten (Weidenschilling und Cuzzi, 1993) insbesondere in Kollisionen von gleich großen Millimeter Agglomeraten. Zsom et al. (2010) haben dafür den Begriff „bouncing barrier“ geprägt. Für Kollisionen von gleich großen Zentimeter oder gar Dezimeter großen Agglomeraten erwartet man bereits Zerstörung (Blum und Wurm, 2008). Die radiale Drift zum Stern wirkt sich am stärksten aus, wenn Agglomerate in etwa Meter groß sind. Daher hier der Begriff „metre barrier“. All diese Prozesse können potentiell weiteres Wachstum und damit die Planetesimalentstehung verhindern. Diverse Modelle versuchen diese Barrieren im Verständnis der Planetesimalentstehung zu beseitigen. Einige dieser Modelle werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

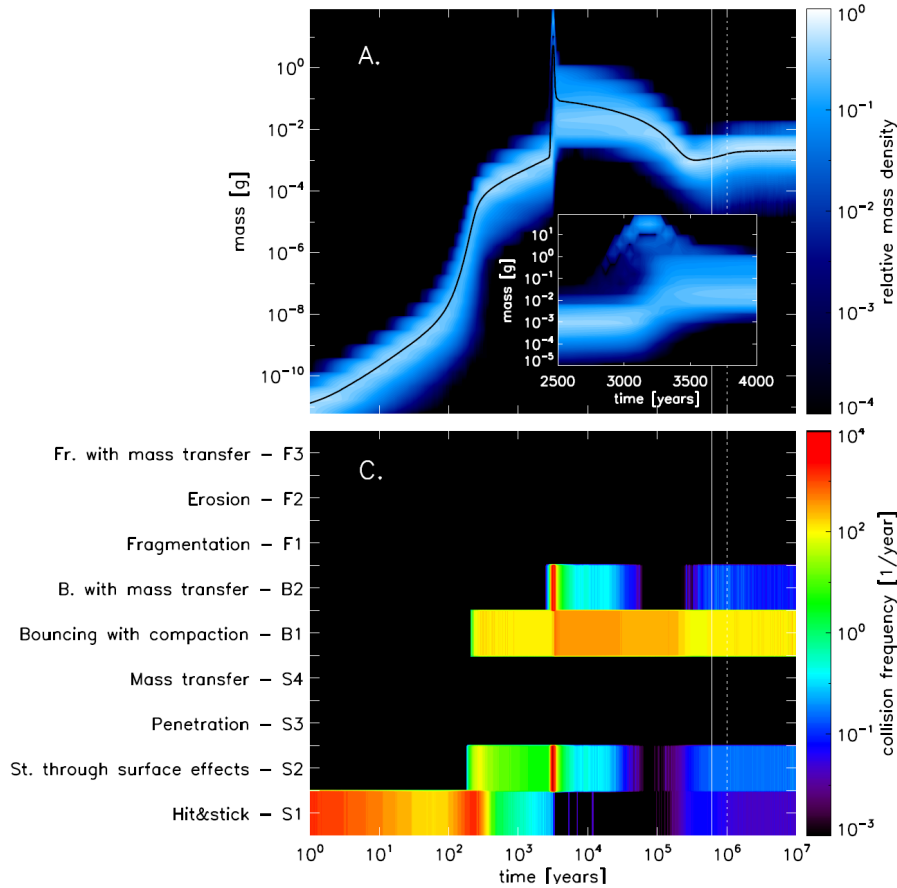
Mit dem Entstehen von Planetesimalen beginnt die Phase des „runaway growth“, in der die Eigengravitation von Körpern die entscheidende Rolle einnimmt (Wetherill und Stewart, 1993). Im Vergleich zu Meter großen Körpern sind Planetesimale wesentlich weniger vom umgebenden Gas beeinflusst, unterliegen also nicht mehr der radialen Drift. Vielmehr sind sie in der Lage durch ihre Eigengravitation kleinere Körper an sich zu binden. Dadurch und durch Kollisionen entstehen so einige wenige, einige tausend Kilometer große „planetare Embryos“, die Vorstufen zu Planeten (Ormel und Kobayashi, 2012; Raymond et al., 2014). Bei der Planetenentstehung unterscheidet man zudem die Bildung von terrestrischen und Gasplaneten. Die oligarchische Wachstumsphase führt über die „planetaren Embryos“ zur Entstehung der terrestrischen Planeten (Raymond et al., 2014). Für die Gasplaneten hingegen gibt es zwei Modelle für die Entstehung. Das eine Modell, genannt „core accretion“, geht davon aus, dass zunächst ein Kern von einigen Erdmassen entsteht. Das Gas wird dann nach der Entstehung des Kerns nach und nach auf diesen akkretiert, also gravitativ gebunden (Helled et al., 2014). Eine Einschränkung für dieses Modell ist, dass die Bildung des Kerns und das anschließende Akkretieren des Gases innerhalb der Lebensdauer der protoplanetaren Scheibe abgeschlossen sein muss (Lambrechts und Johansen, 2012). Ein anderes Modell beschreibt die Bildung von Gasplaneten ähnlich wie die Sternentstehung, durch einen lokalen gravitativen Kollaps eines besonders dichten Bereiches in der protoplanetaren Scheibe (Helled et al., 2014). Ob Gasplaneten einen festen Kern besitzen oder nicht ist selbst für unser Sonnensystem nicht endgültig geklärt. Daher lässt sich auch nicht sagen, welches der Modelle die Entstehung von Gasplaneten korrekt beschreibt oder ob tatsächlich nur eines der Modelle richtig ist (Helled et al., 2014).

## 2.2 Planetesimalentstehung - Bedeutung von Dezimeter-Kollisionen

### 2.2.1 Modelle für die Planetesimalentstehung

Die Modelle zur Planetesimalentstehung kann man ganz grob in zwei Gruppen einteilen. Die eine Gruppe ist bemüht, die im vorherigen Abschnitt erwähnten möglichen Hindernisse zu Umgehen und Möglichkeiten für Wachstum jenseits der verschiedenen Barrieren zu finden, in denen Kollisionen weiterhin eine zentrale Rolle spielen (Windmark et al., 2012a; Okuzumi et al., 2012; Drążkowska et al., 2013; Garaud et al., 2013). Eine weitere Gruppe an Modellen beschreibt die Entstehung von Planetesimalen durch gravitativen Kollaps in Regionen mit hoher Partikelkonzentration in der protoplanetaren Scheibe (Youdin und Goodman, 2005; Johansen et al., 2006; Lyra und Klahr, 2011; Lambrechts und Johansen, 2012). Dabei gibt es mehrere unterschiedliche Ansätze dafür, wie für einen gravitativen Kollaps ausreichend hohe Partikelkonzentrationen entstehen können. Ein Überblick über mögliche Mechanismen findet sich bei Chiang und Youdin (2010). Turbulenzen innerhalb

der Scheibe können ein Hindernis für eine erhöhte Konzentration an Partikeln und müssen entsprechend in den Modellen berücksichtigt werden.



**Abbildung 4:** Ergebnisse der Simulationen von Zsom et al. (2010) im MMSN Modell. Das obere Bild zeigt die Entwicklung der Partikelgröße. Das untere Bild zeigt die unterschiedlichen Kollisionstypen und die dazu gehörigen Kollisionsfrequenzen.

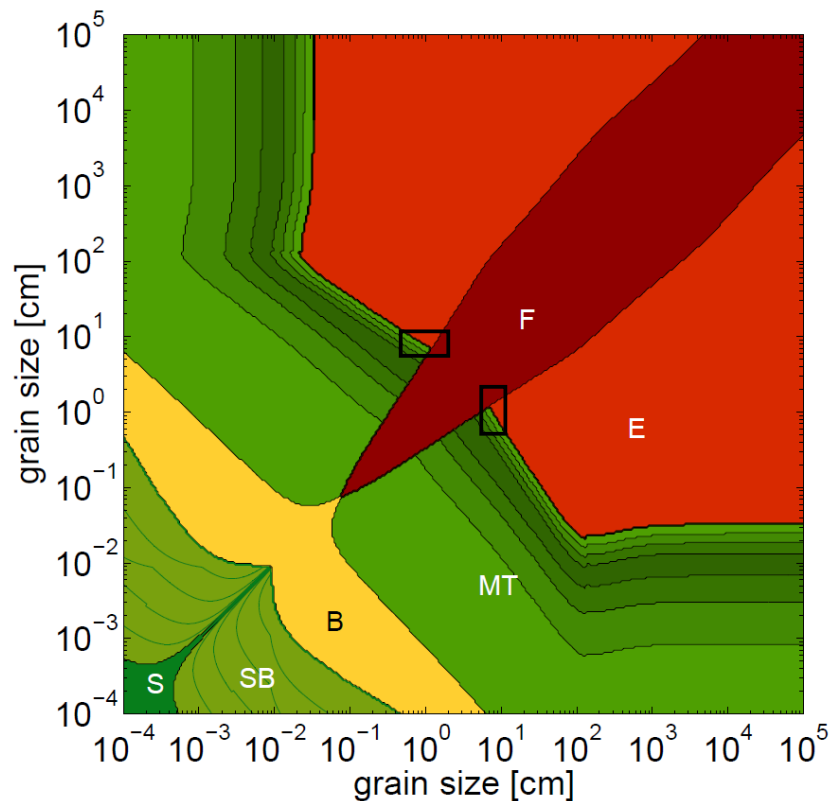
Zsom et al. (2010) beschreiben ein Modell für die Entwicklung von Partikeln und deren Größe in protoplanetaren Scheiben. Dabei berücksichtigen sie drei unterschiedliche Modelle für die protoplanetare Scheibe, die sich vor allem in der Oberflächendichte unterscheiden, und die damit verbundenen unterschiedlichen Relativgeschwindigkeiten. Um die Entwicklung der Partikel möglichst realistisch beschreiben zu können, nehmen Zsom et al. (2010) die Erkenntnisse von Kollisionsexperimenten in ihre Monte Carlo Simulation auf. Ein Überblick über die Experimente und ihre Ergebnisse findet sich bei Güttler et al. (2010). In den Simulationen von Zsom et al. (2010) stoppt das Wachstum von Agglomeraten bei einer Größe von etwa Millimetern, illustriert im oberen Plot von Abb. 4.

Agglomerate wachsen nicht weiter, da das Abprallen der Agglomerate in Kollisionen überwiegt (Kollisionstyp B1 im unteren Plot von Abb. 4). Darüber hinaus werden Agglomerate in diesen Kollisionen kompakter.

Andererseits zeigen Windmark et al. (2012a), dass das Abprallen von Agglomeraten nicht zwangsläufig nur negativ für die Planetesimalentstehung sein muss. Falls es einige Agglomerate schaffen die „bouncing barrier“ zu überwinden und Zentimeter groß zu werden, können diese weiter wachsen. Windmark et al. (2012a) erwägen mehrere Möglichkeiten, wie größere Agglomerate entstehen könnten. Eine davon ist, dass die Relativgeschwindigkeit der Kollisionen nicht mehr nur durch einen Mittelwert beschrieben wird, sondern einer Verteilung folgt. Somit kann es einzelne Agglomerate geben, die nur langsame Kollisionen erfahren. (Windmark et al., 2012b) etwa nutzen dafür eine maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung. Dabei gehen sie vereinfachend davon aus, dass alle Kollisionen mit Geschwindigkeiten von weniger als  $5 \text{ cm s}^{-1}$  zu Haftung der Agglomerate führen. Die Grenze bei  $5 \text{ cm s}^{-1}$  beruht auf Experimenten von Weidling et al. (2012), die Kollisionen von Millimeter großen Agglomeraten untersuchen. Ähnlich wie in den Experimenten von Jankowski et al. (2012) gibt es dabei einen Übergangsbereich zwischen Bouncing und Sticking, in dem Agglomerate mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit aneinander haften bleiben. Andererseits findet sich in den Experimenten von Kelling et al. (2014) zu Kollisionen von Millimeter großen Agglomeraten kein langfristiges Wachstum. Entstehende größere Agglomerate werden in weiteren Kollisionen wieder getrennt, weil die Haftung zwischen ihnen nur schwach ist.

Zentimeter große Agglomerate können durch Massentransfer in Kollisionen mit kleineren Agglomeraten jenseits der „bouncing barrier“ weiter wachsen. In diesem von Windmark et al. (2012a) entwickelten Szenario ist die „bouncing barrier“ für das weitere Wachstum sogar positiv. Die Anzahl der größeren Agglomerate bleibt dadurch gering, was die Wahrscheinlichkeit für destruktive Kollisionen unter diesen reduziert. Außerdem erhält man so ein großes Reservoir an kleineren Agglomeraten, die die größeren aufsammeln können um weiter zu wachsen. In den Simulationen von Windmark et al. (2012a) entstehen 50m große Körper innerhalb von  $10^6$  Jahren (zu beachten ist in diesem Zusammenhang auch die Korrektur des ursprünglichen Papers, zu finden in Windmark et al. (2012c)), wenn man einige Zentimeter große Agglomerate am Anfang der Simulation einfügt. Windmark et al. (2012a) verwenden die Ergebnisse aus Experimenten und entwickeln daraus ein Kollisionsmodell, das den Ausgang einer Kollision zweier Agglomerate in Abhängigkeit der Größe der Agglomerate beschreibt (zu sehen in Abb. 5). Dabei beziehen sie die fünf aus ihrer Sicht wichtigsten Typen von Kollisionen mit ein. Für das Wachstum jenseits der „bouncing barrier“ ist der Massentransfer von einem kleineren zu einem größeren Agglomerat entscheidend. Dafür ist vor allem die Effizienz des Transfers, der Anteil der Masse des kleineren Agglomerates der nach der Kollision am größeren haften bleibt, wichtig.

Windmark et al. (2012a) beziehen in erster Linie die experimentellen Ergebnisse von Beitz et al. (2011) mit ein, die Kollisionen von Zentimeter großen Agglomeraten untersuchen.



**Abbildung 5:** Kollisionsmodell von Windmark et al. (2012a). S steht für Haftung, B für Abprallen und SB für einen Übergangsbereich zwischen beiden. MT bezeichnet Massentransfer, F Fragmentierung und E Erosion (diese werden in Abschnitt 3.3.1 näher erläutert). Die schwarzen Rechtecke illustrieren den Bereich, der in den Kollisionsexperimenten dieser Arbeit analysiert wird.

Die auf Grundlage der Experimente von Beitz et al. (2011) und Teiser und Wurm (2009) von Windmark et al. (2012a) berechnete Akkretionseffizienz ist in Abb. 5 durch die unterschiedlichen Grüntöne – von hell nach dunkel in Intervallen von 4% zunehmend – im Bereich des Massentransfer (MT) angedeutet. In den im Rahmen dieser Arbeit gemachten Experimenten werden die bisherigen Studien erweitert und Kollisionen von Zentimeter und Dezimeter großen Agglomeraten untersucht. Die in Abb. 5 eingezeichneten schwarzen Rechtecke illustrieren die Bedeutung dieser Kollisionen im von Windmark et al. (2012a) entwickelten Szenario. Bei Kollisionen von Agglomeraten dieser Größe erwarten Windmark et al. (2012a) Massentransfer, jedoch auch den Beginn von Erosion bzw. Fragmentierung. Es handelt sich demnach um den Übergang zwischen dem Bereich, in dem weiteres Wachstum noch möglich ist, und dem Bereich, in dem dies nicht mehr möglich ist.

In den Experimenten soll sowohl die Akkretionseffizienz in den Kollisionen mit Massentransfer, als auch die Grenzen zu destruktiven Kollisionen näher analysiert werden. Beide sind essentiell für die Modelle.

Auch die Simulationen von Garaud et al. (2013) beziehen Massentransfer als Ergebnis von Kollisionen von Agglomeraten unterschiedlicher Größe mit ein. Dabei verwenden sie in ihrem Modell ebenfalls eine Geschwindigkeitsverteilung, die sowohl die chaotischen (beispielsweise verursacht durch Brownsche Bewegung oder Turbulenz) als auch die deterministischen Relativbewegungen (etwa durch radiale Drift oder das Setzen in die Mittelebene der Scheibe) der Agglomerate mit einbezieht. Auch hier hilft die Nutzung einer Geschwindigkeitsverteilung die „bouncing barrier“ zu überwinden, da einige wenige Agglomerate hauptsächlich langsame Kollisionen erfahren und bei Geschwindigkeiten unter  $5 \text{ cm s}^{-1}$  stets aneinander haften.

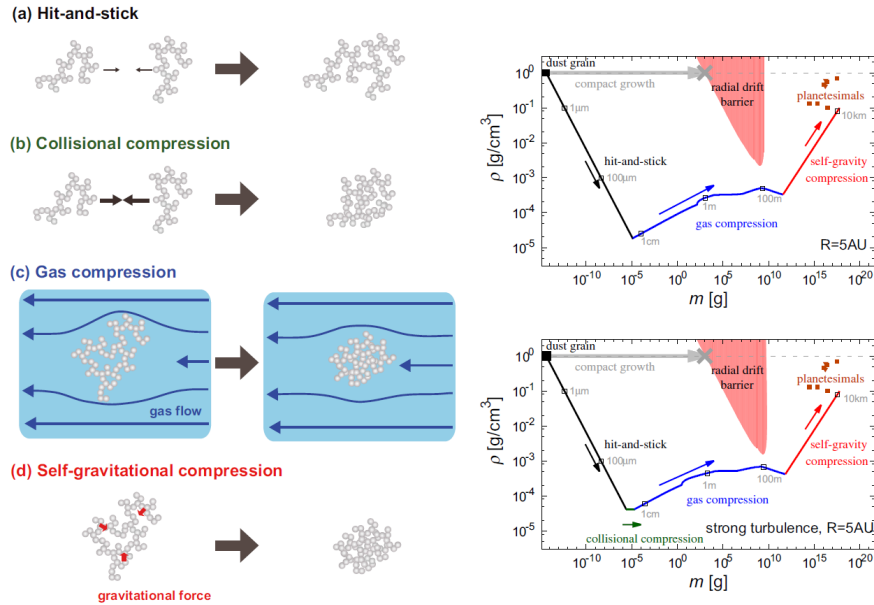
Massentransfer wiederum lässt Agglomerate jenseits der „fragmentation barrier“ wachsen. In den Simulationen von Garaud et al. (2013) entstehen 500 m große Körper innerhalb eines Zeitraumes von  $10^5$  Jahren. Abgesehen davon gibt es jedoch durch Fragmentierung weiter eine Population an kleinen Partikeln, die sehr gut zu Beobachtungen von Mikrometer großen Partikeln in protoplanetaren Scheiben über einen Großteil der Lebensdauer passen. Offenbar gibt es Mechanismen, die stetig Mikrometer große Partikel erzeugen. Fragmentierung größerer Agglomerate könnte einer dieser Mechanismen sein.

Garaud et al. (2013) selbst geben an, dass ihre Ergebnisse vornehmlich qualitativ einen möglichen Weg über die bekannten Wachstumsbarrieren aufzeigen sollen, da die quantitativen Ergebnisse von den für die Simulationen gewählten Parametern abhängen. Darüber hinaus weisen sie darauf hin, dass weitere Erkenntnisse zum Massentransfer in Kollisionen ungleich großer Agglomerate notwendig ist, etwa zur Akkretionseffizienz.

Abgesehen von den Modellen, die die Entwicklung von Staub in protoplanetaren Scheiben beschreiben, gibt es auch Modelle für die Entstehung von eisigen Planetesimalen (Okuzumi et al., 2012; Kataoka et al., 2013; Ros und Johansen, 2013; Drazkowska und Dullemond, 2014). Bei Wassereis vermutet man auf Grund des Dipolmoments verstärkt Haftung in Kollisionen. Im inneren Bereich einer protoplanetaren Scheibe sind die Temperaturen so hoch, dass Wasser nur als Dampf existieren kann – bei einer Entfernung von 1 AU liegt die Temperatur um die 280 K (Hayashi et al., 1985). Weiter außen in der Scheibe jedoch ist die Umgebungstemperatur niedriger und Wasser kondensiert zu Eis. Im MMSN Modell liegt die „snowline“ – die Entfernung, ab der festes Wasser existieren kann – bei etwa 3 AU.

Okuzumi et al. (2012) beschreiben die Entwicklung der Porosität – diese wird bei anderen Modellen häufig konstant gelassen – von Agglomeraten jenseits der „snowline“.

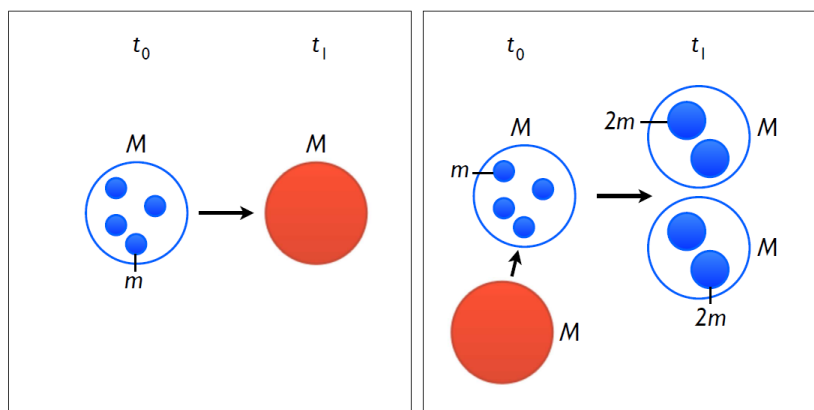
In ihrem Modell ist schnelles Wachstum von Planetesimalen möglich, so dass das Problem der radialen Drift von Material zum Stern überwunden werden könnte. Kollisionen im Modell von Okuzumi et al. (2012) führen stets zu Haftung der Agglomerate, Abprallen oder Zerstörung bleiben unberücksichtigt. Agglomerate werden kompakter in Kollisionen, diese bleiben jedoch über die gesamte Simulation hoch porös.



**Abbildung 6:** Modell und Ergebnisse von Kataoka et al. (2013). Das linke Bild zeigt die Wechselwirkungen, in denen Agglomerate kompakter werden, das rechte Bild die Entwicklung der hoch porösen Agglomerate bis zu Planetesimalen.

Kataoka et al. (2013) erweitern das Modell von Okuzumi et al. (2012) dadurch, dass Agglomerate nicht mehr nur durch Kollisionen kompakter werden, sondern auch durch Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas und durch die Eigengravitation der Agglomerate. Das linke Bild in Abb. 6 illustriert die Wechselwirkungen. Auch in den Simulationen von Kataoka et al. (2013) ist Wachstum von porösen Agglomeraten bestehend aus Mikrometer großen Eispartikeln zu Planetesimalen und das Umgehen des Problems der radialen Drift möglich. Dabei bleiben Agglomerate lange Zeit sehr porös und werden erst durch die Eigengravitation ab einer Größe von etwa 100m kompakter. Das rechte Bild in Abb. 6 zeigt diese Entwicklung beispielhaft. Sowohl bei Okuzumi et al. (2012) als auch bei Kataoka et al. (2013) ist Wachstum von Planetesimalen nur möglich, da Agglomerate lange Zeit sehr porös bleiben und Kollisionen stets zu Haftung führen. Dies experimentell zu überprüfen ist sehr schwierig, da so poröse Agglomerate aus Eis sehr schwer herzustellen und im Labor zu handhaben sind.

Andere Modelle wiederum betrachten nicht Wachstum poröser Agglomerate, sondern betrachten die Möglichkeit des Wachstums solider Körper nahe der „snowline“. Ros und Johansen (2013) zeigen in ihrem Modell, dass Wachstum durch Sublimation und Kondensation von Wasser möglich ist. Agglomerate aus Eis, die über die „snowline“ driften, sublimieren zu Dampf. Durch Diffusion wiederum gelangt Dampf wieder zurück über die „snowline“ und kondensiert auf bereits existierende Körper, die möglicherweise einen Kern aus Staub enthalten. Beide Prozesse sind in Abb. 7 illustriert. Auf diese Weise ist Wachstum mindestens bis Dezimeter möglich (Ros und Johansen, 2013). Das weitere Wachstum zu Planetesimalen könnte etwa durch Konzentration dieser Dezimeter großen Agglomerate und anschließenden gravitativen Kollaps erfolgen. Das Modell von Ros und Johansen (2013) enthält jedoch keine Kollisionen zwischen den Agglomeraten.



**Abbildung 7:** Im Bild links ist die Sublimation von Eispartikeln zu Dampf dargestellt. Das rechte Bild zeigt die Kondensation von Dampf auf bereits existierende Partikel. Zahl und Masse der Partikel bleiben stets erhalten. Blaue Kreise repräsentieren Eis, rote Kreise den Dampf (Ros und Johansen, 2013).

Experimente zu Kollisionen von soliden Eiskörpern im Bereich von Zentimeter bis Dezimeter gibt es bisher nur recht wenige, u.a. Arakawa et al. (1995); Higa et al. (1996, 1998); Yasui et al. (2014). Higa et al. (1998) etwa untersuchen die Kollisionen von 0,28 cm bis 7,2 cm großen Eiskugeln bei Geschwindigkeiten bis zu  $10 \text{ m s}^{-1}$ . Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher auch Kollisionen von solidem Eis analysiert.

Neben Modellen zu Wachstum von Planetesimalen durch Koagulation in Kollisionen gibt es eine weitere wichtige Gruppe von Modellen. Diese beschreiben, wie bereits angedeutet, die Konzentration von Partikeln und anschließenden gravitativen Kollaps. Ein möglicher Mechanismus, der zu erhöhter Partikelkonzentration führen kann ist die „streaming instability“ (Youdin und Goodman, 2005; Johansen et al., 2007). In diesem Modell spielt



die Wechselwirkung zwischen Staub und Gas eine zentrale Rolle. Meist werden hauptsächlich die Auswirkungen der Reibungskräfte des Gases auf den Staub berücksichtigt, etwa radiale Drift. Jedoch kann auch der Staub, als Reaktion auf diese Wechselwirkung, Kraft auf das Gas ausüben. Dadurch wird das umgebende Gas vom Staub beschleunigt, dahinter befindliche Agglomerate werden weniger stark von der Gasreibung gebremst. So können sich Ansammlungen von Agglomeraten bilden oder durch lokale Druckmaxima entstandene Konzentrationen erhöht werden. Die radiale Drift führt zu Bewegung von größeren Agglomeraten nach Innen in der protoplanetaren Scheibe. Hat man jedoch lokale Ansammlungen von Partikeln, so können weitere Agglomerate in diese Ansammlung von außen hinein driften und die Konzentration weiter erhöhen.

Drążkowska und Dullemond (2014) untersuchen in ihren Simulationen die Möglichkeit von Planetesimalentstehung durch „streaming instability“ unter Berücksichtigung einer realistischeren Größenverteilung, die aus Kollisionen von Agglomeraten resultiert. In ihrem Modell finden Drążkowska und Dullemond (2014), dass Wachstum vor allem jenseits der „snowline“ möglich ist, falls Eis tatsächlich eine größere Wahrscheinlichkeit für Haftung hat.

Mechanismen zur lokalen Konzentration von Agglomeraten wirken am stärksten bei einer Stokes-Zahl  $St = 1$  (Johansen et al., 2007). Die Stokes-Zahl ist ein dimensionsloser Parameter, gegeben durch  $St = \tau/t_k$ , und gibt das Verhältnis von Ankoppelzeit  $\tau$  und Umlaufzeit der Keplerbahn  $t_k$  an.  $St = 1$  entspricht, je nach Modell für die protoplanetare Scheibe und Entfernung zum Stern, einer Größe der Agglomerate von Dezimeter bis Meter (Chiang und Youdin, 2010). Innerhalb von Ansammlungen von Agglomeraten werden geringere Relativgeschwindigkeiten als sonst in der protoplanetaren Scheibe erwartet (Chiang und Youdin, 2010). Dennoch ist es wichtig für diese Modelle, eine genauere Kenntnis der Kollisionsdynamik zwischen Agglomeraten dieser Größe zu haben. Johansen et al. (2007) etwa beziehen in ihre Simulationen inelastische Kollisionen von Agglomeraten mit ein, vernachlässigen jedoch Fragmentierung. Bisher gibt es nur experimentelle Untersuchungen zu Kollisionen von gleich großen porösen Staubagglomeraten bis zu Zentimeter (Beitz et al., 2011; Schräpler et al., 2012). Ein Ziel dieser Arbeit ist es deshalb, die Kollisionseigenschaften von Dezimeter großen Agglomeraten genauer zu analysieren.

### 2.2.2 Analyse von Kollisionen - Experimente und Simulationen

Einige Experimente haben bereits Kollisionseigenschaften von Agglomeraten im Größenbereich von Zentimeter bis Dezimeter untersucht, sowohl Agglomerate aus Staub (Teiser und Wurm, 2009; Beitz et al., 2011; Schräpler et al., 2012; Meisner et al., 2012) als auch aus Eis (Higa et al., 1996, 1998; Shimaki und Arakawa, 2012; Yasui et al., 2014). Diese Veröffentlichungen zeigen, welche Kenntnisse man aus Experimenten zu Kollisions-

eigenschaften bereits gewonnen hat und bilden so eine Grundlage für die in dieser Arbeit präsentierten Experimente. In Abschnitt 3.3 werden die unterschiedlichen Kollisionsresultate – wie Massentransfer oder Fragmentierung – und die für die Auswertung relevanten Parameter – beispielsweise der Restitutionskoeffizient – näher erläutert, diese werden daher hier noch nicht näher beschrieben.

Beitz et al. (2011) untersuchen in ihren Experimenten die Kollisionen von sphärischen und zylinderförmigen porösen Staubagglomeraten mit Durchmessern von 2 cm bzw. 3 cm bei Geschwindigkeiten bis zu  $2 \text{ ms}^{-1}$ . Bis zu einer Grenzgeschwindigkeit von  $0,17 \text{ ms}^{-1}$  prallen die sphärischen Agglomerate voneinander ab, jenseits der Grenze kommt es zu Fragmentierung. Ist die Geschwindigkeit dabei nicht allzu hoch, so wird Massentransfer vom einen zum anderen Kollisionspartner beobachtet. Die Effizienz des Massentransfers nimmt dabei mit zunehmender Geschwindigkeit zu. Auch in den Kollisionen mit zylindrischen Agglomeraten beobachten Beitz et al. (2011) Massentransfer. In diesen Experimenten zeigt sich, dass der Massentransfer von der Porosität der Agglomerate abhängt. Masse wird stets vom poröseren zum kompakteren übertragen, wobei die Effizienz mit zunehmendem Unterschied der Porosität zunimmt. Schräpler et al. (2012) erweitern die Experimente von Beitz et al. (2011) und analysieren Kollisionen von zylinderförmigen Staubagglomeraten mit Durchmesser von 5 cm. In diesen Experimenten liegt die Grenze zur Fragmentierung bei etwa  $0,4 \text{ ms}^{-1}$ , unabhängig von der Porosität der Agglomerate. Schräpler et al. (2012) zeigen außerdem, dass die Kollisionen mit zunehmender Geschwindigkeit inelastischer werden.

Abgesehen von Kollisionsexperimenten mit gleich großen Agglomeraten, wie denen von Beitz et al. (2011) und Schräpler et al. (2012), gibt es auch Experimente zu Kollisionen von Agglomeraten unterschiedlicher Größe. In Kollisionen von Millimeter und Zentimeter großen porösen Staubagglomeraten finden Wurm et al. (2005) Massentransfer vom Projektil zum Target bei Geschwindigkeiten bis zu  $23 \text{ ms}^{-1}$ . Teiser und Wurm (2009) untersuchen Kollisionen von Millimeter und Zentimeter großen Projektilen auf in etwa Dezimeter große Targets, beide bestehend aus porösem Staub, bei Geschwindigkeiten bis zu  $56 \text{ ms}^{-1}$ . Bei Projektilen mit Größe bis zu 1 mm beobachten Teiser und Wurm (2009) ebenfalls Massentransfer zum Target, bei größeren Projektilen dagegen Erosion des Targets. Teiser et al. (2011b) erweitern diese Experimente und untersuchen den Einfluss des Kollisionswinkels auf die Effizienz des Massentransfers. Bei Kollisionsgeschwindigkeiten um die  $20 \text{ ms}^{-1}$  beobachten sie Massentransfer auch noch bei einem Winkel von  $45^\circ$ . Die Grenze zwischen Massentransfer und Erosion verschiebt sich bei zunehmendem Kollisionswinkel hin zu kleineren Projektilen.

In dieser Arbeit werden diese Experimente auf Kollisionen von porösen Staubagglomeraten von Dezimeter Größe erweitert werden. Dabei sollen sowohl die Grenze zur Fragmentierung wie auch das Verhalten in Kollisionen mit Zentimeter großen Agglomeraten untersucht werden.

Auch mit Eis wurden bereits einige Kollisionsexperimente durchgeführt. Higa et al. (1996) führen Kollisionen von Kugeln aus solidem Eis mit Radius von 1,5 cm auf Dezimeter große Eisblöcke bei Geschwindigkeiten bis zu  $7 \text{ m s}^{-1}$  durch. Bei kleinen Geschwindigkeiten prallen die Kugeln nahezu elastisch ab. Ab einer gewissen Geschwindigkeit werden die Kollisionen inelastisch und die Kugeln werden in den Kollisionen beschädigt. Zunächst bilden sich nur oberflächliche Risse, bei höheren Geschwindigkeiten beginnt dann Fragmentierung der Kugeln. In ihren Experimenten untersuchen Higa et al. (1996) die Temperaturabhängigkeit dieses Verhaltens bei Temperaturen zwischen 113 K und 269 K. Die Grenzgeschwindigkeit zwischen elastischen und inelastischen Kollisionen ist bei Temperaturen bis 229 K konstant und wird dann mit höheren Temperaturen kleiner. Die von Higa et al. (1996) für den Restitutionskoeffizienten, ein Maß dafür wie inelastisch eine Kollision ist, empirisch gefundene Abhängigkeit von der Geschwindigkeit lässt sich jedoch für alle Temperaturen in gleicher Weise anwenden.

In den Experimenten von Higa et al. (1998) werden diese Experimente weiter geführt und Kollisionen mit Kugeln unterschiedlicher Größe, mit Durchmessern von 0,28 cm bis 7,2 cm, bei Geschwindigkeiten bis zu  $10 \text{ m s}^{-1}$  analysiert. Hier zeigt sich, dass die Grenzgeschwindigkeit, ab der die Eiskugeln fragmentieren, mit zunehmender Größe abnimmt.

Yasui et al. (2014) untersuchen ebenfalls die Kollisionen von in etwa Zentimeter großen Projektilen auf Dezimeter große Targets, jeweils aus solidem Eis, jedoch bei deutlich höheren Geschwindigkeiten zwischen  $84 \text{ m s}^{-1}$  und  $502 \text{ m s}^{-1}$ . Bei niedrigeren kinetischen Energien finden sie Erosion des Targets, bei höheren Energien Fragmentierung.

Shimaki und Arakawa (2012) beschreiben Kollisionen von porösen Eiskugeln mit einem Durchmesser von 1 cm auf ebenfalls poröse Targets aus Eis mit Durchmesser von 6 cm bei Geschwindigkeiten zwischen  $2,4 \text{ m s}^{-1}$  und  $489 \text{ m s}^{-1}$ . Die Porosität der Kollisionspartner variiert dabei zwischen 30% und 70%. Die Ergebnisse der Kollisionen sind vielfältig und hängen sowohl von der Geschwindigkeit als auch der Porosität der Agglomerate ab. Shimaki und Arakawa (2012) beobachten in ihrer Studie Abprallen, Haftung, Eindringen des Projektils in das Target, wie auch teilweise oder komplette Zerstörung des Targets.

Bisher gibt es, mit Ausnahme von einzelnen Versuchen von Arakawa et al. (1995), keine Experimente zu Kollisionen von soliden Zentimeter großen Eiskörpern bei Geschwindigkeiten von  $10 \text{ m s}^{-1}$  bis  $50 \text{ m s}^{-1}$ . Im Rahmen dieser Arbeit soll diese Lücke geschlossen werden. Dazu werden Kollisionen von soliden, Zentimeter großen Eiskugeln auf Dezimeter große Targets aus solidem Eis in diesem Geschwindigkeitsbereich untersucht.

Außer in Experimenten ist es auch möglich, Kollisionen in Simulationen zu analysieren. Geretshauser et al. (2011) nutzen dafür die Methode der „smoothed particle hydrodynamics“ (SPH), um Kollisionen von Kugeln mit Radius 2cm bzw. 6cm mit größeren Kugeln mit Durchmesser von 10cm zu simulieren. Mit SPH ist es möglich, Staubagglomerate bestehend aus einzelnen, meist Mikrometer großen, Partikeln zu simulieren (Benz und Asphaug, 1999). Dabei gehen Parameter wie die Masse oder Dichte der Agglomerate ebenso ein wie der Druck. In ihren Simulationen versuchen Geretshauser et al. (2011) unterschiedliche Kollisionstypen, wie sie etwa von Güttler et al. (2010) beschrieben werden, zu reproduzieren und kritische Geschwindigkeiten zu bestimmen. Darüber hinaus schlagen sie für die Größenverteilung der Fragmente nach einer Kollision eine Aufteilung in vier unterschiedliche Gruppen vor, von Geretshauser et al. (2011) als „four population model“ bezeichnet. Dabei bilden das größte und das zweitgrößte Fragment je eine Gruppe. Die dritte Gruppe bilden die Fragmente, deren Anzahl mit zunehmender Größe einem Potenzgesetz folgend abfällt. In der letzten Gruppe werden alle Fragmente zusammengefasst, die unterhalb der Auflösung der Simulation liegen, deren Größe somit nicht bestimmt werden kann. In die Simulationen von Geretshauser et al. (2011) gehen mechanische Eigenschaften, wie etwa die Zugfestigkeit, der Agglomerate mit ein, die man aus Experimenten erhält (Meisner et al., 2012).

Eine weitere Methode für die Simulation der Kollisionen von Agglomeraten ist „molecular dynamics“ (MD). In dieser Methode werden ebenfalls Agglomerate bestehend aus kleineren Partikeln beschrieben, jedoch werden in der MD die Wechselwirkungen aller Partikel miteinander mit berücksichtigt und nicht nur die Wechselwirkung nächster Nachbarn. Dominik und Tielens (1997) geben einen Überblick über diese Wechselwirkungen und berechnen Kollisionen von Agglomeraten im Zusammenhang mit der Planetenentstehung. Die Berechnung der Wechselwirkungen der einzelnen Partikel bedeutet einen vergleichsweise hohen Rechenaufwand und beschränkt die Größe der Agglomerate, die mit der MD noch simuliert werden können. Seizinger et al. (2012) nutzen ebenfalls die MD Methode und untersuchen in ihren Modellen das Verhalten der einzelnen Partikel bei der Kompression eines Agglomerates. Auch für die MD Simulationen spielen Erkenntnisse aus Experimenten eine wichtige Rolle. Aumatell und Wurm (2014) etwa untersuchen die Wechselwirkungen von Partikeln in Eisagglomeraten, wobei der Kontaktradius zwischen einzelnen Partikeln im Bereich von Nanometern ist.

## Vorbereitung, Aufbau und Auswertung der Experimente

---

Dieses Kapitel enthält eine Übersicht über die Präparation der bei den Kollisionsexperimenten verwendeten Agglomerate und die für die Experimente verwendeten Aufbauten. Darüber hinaus werden die Auswertemethodik und die wichtigsten Kenngrößen für die Analyse der Kollisionen dargestellt.

### 3.1 Propenpräparation

#### Volumenfüllfaktor und Porosität

Ein wichtiger Parameter für die Analyse von Kollisionen poröser Agglomerate ist der Volumenfüllfaktor  $\Phi$ , der beschreibt welcher Anteil des Volumens von fester Materie eingenommen wird. Er ist definiert als

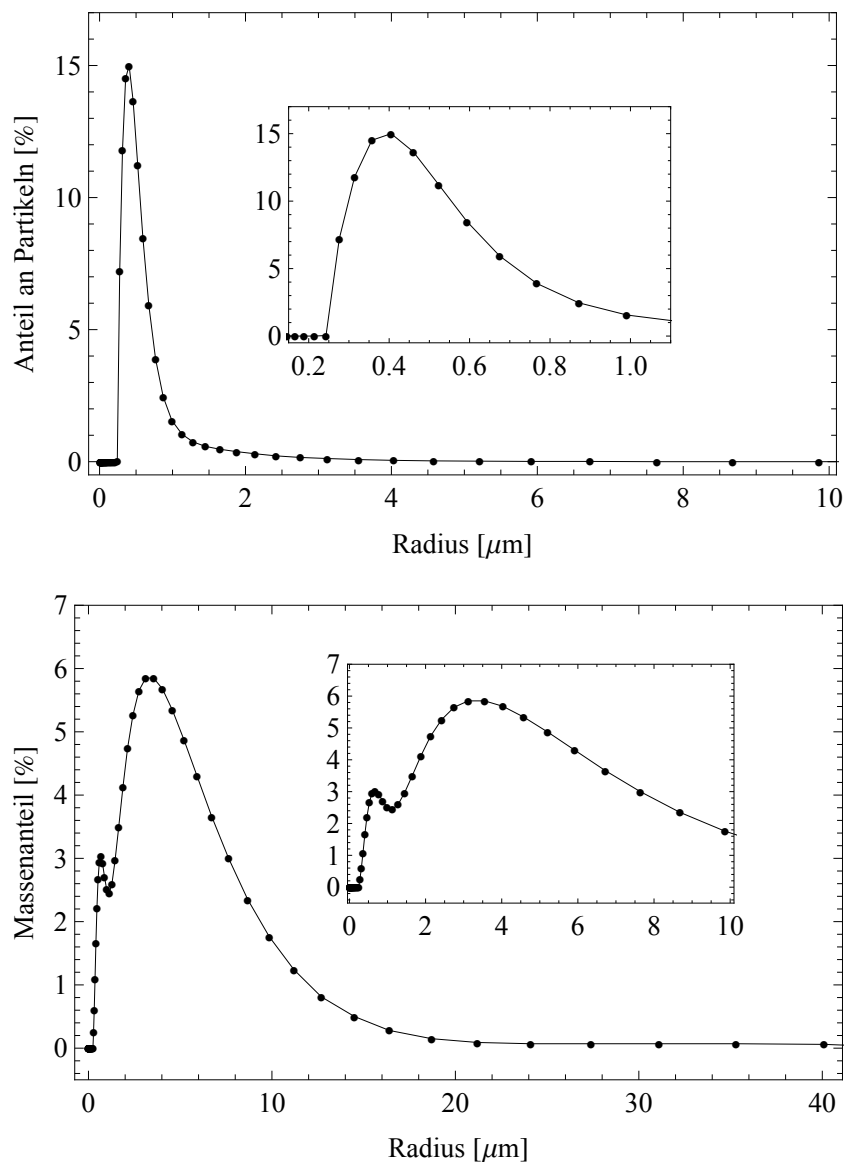
$$\Phi = m/(V \cdot \rho), \quad (6)$$

mit Masse  $m$ , Volumen  $V$  und Materialdichte  $\rho$  (für  $\text{SiO}_2$  ist  $\rho = 2,6 \text{ g cm}^{-3}$ , Wassereis bei 256 K hat  $\rho = 0,92 \text{ g cm}^{-3}$ ). Die ebenfalls häufig verwendete Größe der Porosität beschreibt, wie viel vom Volumen des Agglomerates nicht von Material eingenommen wird und berechnet sich folglich als  $1 - \Phi$ .

## Staubagglomerate

### Verwendetes Analog-Material

Aus Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben (Pinte et al., 2008; Williams und Cieza, 2011; de Vries et al., 2015) und aus der Analyse von Meteoriten (Brearley, 1999; Scott und Krot, 2005) weiß man, dass die Planetenentstehung mit Mikrometer großen Staubkörnern, insbesondere Silikaten, beginnt. Vorhergehende Studien zeigen, dass für die hier untersuchten mechanischen Eigenschaften von Staubagglomeraten in erster Linie die Korngrö-



**Abbildung 8:** Größen- und Massenverteilung der Körner des für die Experimente verwendeten Quarzstaubes (Deckers und Teiser, 2014).

ßenverteilung des Staubes und die Porosität der Agglomerate entscheidend ist (Blum et al., 2006; Langkowski et al., 2008; Beitz et al., 2011; Schräpler et al., 2012; Meisner et al., 2013). Die genaue mineralogische Zusammensetzung des Staubes ist dagegen nur von untergeordnetem Interesse (Blum und Wurm, 2000).

In den Experimenten wird Quarzstaub (Silizium-Dioxid,  $\text{SiO}_2$ ) mit irregulär geformten Körnern verwendet. Abb. 8 zeigt die Anzahl- sowie die Massenverteilung des Staubes, ermittelt von einem Partikelgrößenmessgerät (Mastersizer 3000 der Firma Malvern Instruments). In diesem werden die in Wasser dispergierten Körner mit einem Laser bestrahlt. Aus dem Streulicht wird dann die Größe der Partikel bestimmt und daraus ihre Masse. Die Körner haben im wesentlichen Größen zwischen  $0,1\text{ }\mu\text{m}$  und  $10\text{ }\mu\text{m}$ . Der Mittelwert der Anzahlverteilung liegt bei  $0,45\text{ }\mu\text{m}$ , die Standardabweichung beträgt  $0,13\text{ }\mu\text{m}$ . Etwa 95% der Körner sind kleiner als  $1\text{ }\mu\text{m}$ . Der Mittelwert der Massenverteilung liegt bei  $3,71\text{ }\mu\text{m}$ , die Standardabweichung beträgt  $2,26\text{ }\mu\text{m}$ . Ungefähr 63% der Masse ist in Körnern zwischen 1 und  $6\text{ }\mu\text{m}$  (dies entspricht dem Größenbereich, den man durch addieren bzw. subtrahieren der Standardabweichung vom Mittelwert erhält).

#### Präparation der Staubagglomerate



**Abbildung 9:** Presse mit Pressform und Agglomerat

Um die Dezimeter großen Agglomerate zu pressen, wird der  $\text{SiO}_2$ -Staub in die Bohrung eines Aluminium-Quaders gefüllt. Der Quader kommt in eine Presse (siehe Abb. 9), in der der Staub mit einer Pressform zusammengedrückt wird. Die in dieser Weise gepressten zylindrischen Agglomerate haben einen Durchmesser von 12cm, eine Höhe von ca. 12cm und eine Masse von etwas mehr als 1,5kg. Die für die Laborexperimente verwendeten Projektile mit Durchmessern von 1,5cm, 2cm bzw. 3cm werden mit derselben Methode hergestellt. Hierbei werden entsprechend kleinere Pressformen und eine kleinere Presse verwendet (siehe Abb. 1 von Meisner et al. (2012)).

## Präparation für Eiskollisionen

Bei den Experimenten mit Eis kollidieren kugelförmige Projektile mit zylindrischen Targets. Beide werden hergestellt, indem demineralisiertes Wasser in eine Silikon-Form gegossen wird, die anschließend in die auch für die Experimente verwendete Kühltruhe gelegt wird. Auf diese Weise entstehen rissfreie, weitgehend klare Eiskörper, in die jedoch kleine Luftbläschen eingeschlossen sind. Diese Luftbläschen verleihen den Eiskugeln und -zylindern eine kleine Porosität von weniger als 5%. Yasui et al. (2014) zeigen in ihren Kollisionsexperimenten, dass eine kleine Porosität keinen (signifikanten) Einfluss auf Kollisionen hat. Dasselbe wird auch für die hier vorliegenden Experimente angenommen.

## 3.2 Experimenteller Aufbau

Kollisionen mit porösen Staubagglomeraten müssen stets in Vakuum durchgeführt werden. Nur auf diese Weise kann der Einfluss der in den Poren befindlichen Luft auf die Kollisionen der Agglomerate vernachlässigt werden. Meisner et al. (2012) erhalten in ihren Messungen zu Agglomeraten mit  $\Phi = 0,45$  eine Zugfestigkeit um die 2000 Pa, was 20 mbar entspricht. Hier wird nun angenommen, dass man, um die Poren eines Agglomerates auf die Hälfte ihres Volumens zu komprimieren, die Hälfte dieses Wertes benötigt. Man erhält so eine einfache Abschätzung, unter welcher Spannung die Luft in den Poren ein Agglomerat setzt. Sobald der Umgebungsdruck deutlich unter diesem Wert von 10 mbar liegt, kann man die Luft in den Poren vernachlässigen. Dies ist in den in dieser Arbeit analysierten Experimenten stets der Fall. Des Weiteren lässt sich auch der Einfluss der Gasreibung auf die Agglomerate bzw. die in Kollisionen entstehenden Fragmente vernachlässigen. Die Ankoppelzeit  $\tau$  (siehe Gleichung 3) liegt bei Größen zwischen  $100\text{ }\mu\text{m}$  und einigen mm – bei einem Druck von  $10^{-1}$  mbar und einer Temperatur von 293 K – zwischen einigen 100 ms und einigen s. Dies ist deutlich länger als die Zeit, in der sich Fragmente vom Target weg bewegen, die im Bereich um die 10 ms ist (siehe Abb. 43).

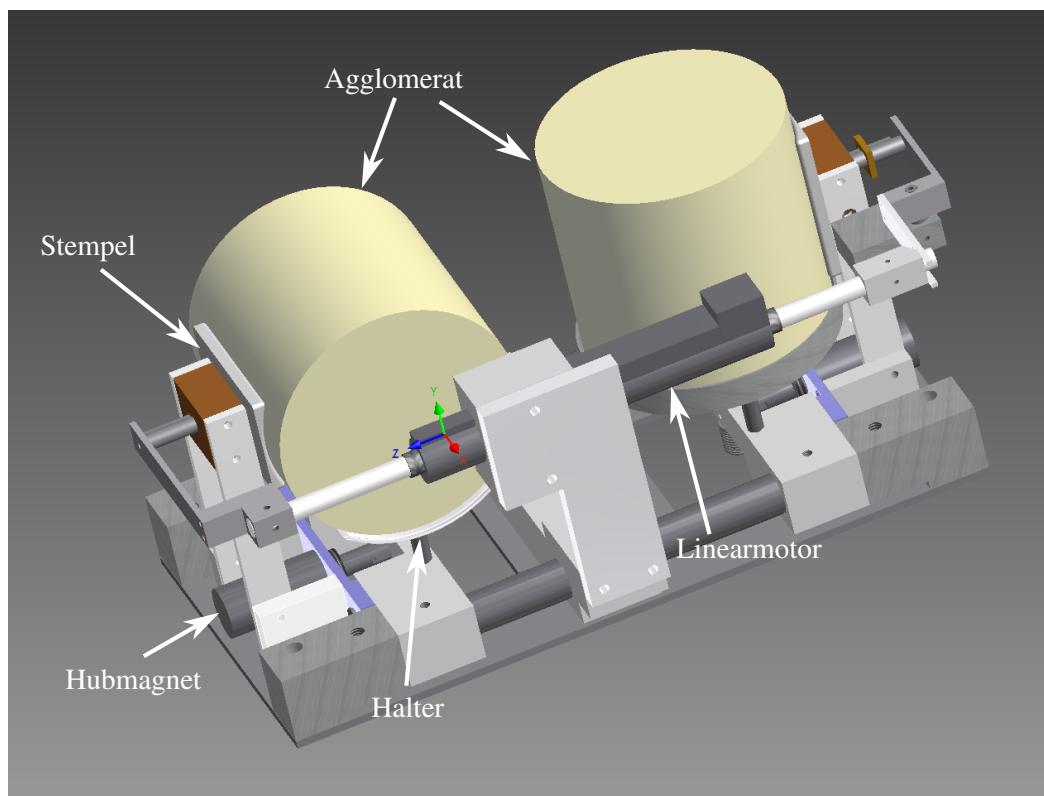
## Kollisionen in Mikrogravitation

Zur Untersuchung der Kollisionseigenschaften von Dezimeter großen Staubagglomeraten bei niedrigen Geschwindigkeiten wurden Experimente im Fallturm in Bremen durchgeführt. Dieser ermöglicht Experimente in Mikrogravitation ( $< 10^{-6}g$ ) für eine Dauer von etwa 4,7 s. Nur in Mikrogravitation kann man die Grenzbedingung für die Fragmentierung der Agglomerate beobachten, da diese hier frei miteinander kollidieren. Hier sieht man leicht, wenn ein Agglomerat auseinander bricht, denn Bruchstücke sind klar voneinander getrennt. Im Laborexperiment hingegen kann man diese Grenze nicht untersuchen, denn



(feine) Risse in den Agglomeraten können nicht aufgelöst werden. Die in den Experimenten in Schwerelosigkeit verwendeten Agglomerate haben einen mittleren Füllfaktor von  $0,437 \pm 0,004$  (definiert durch Gleichung 6).

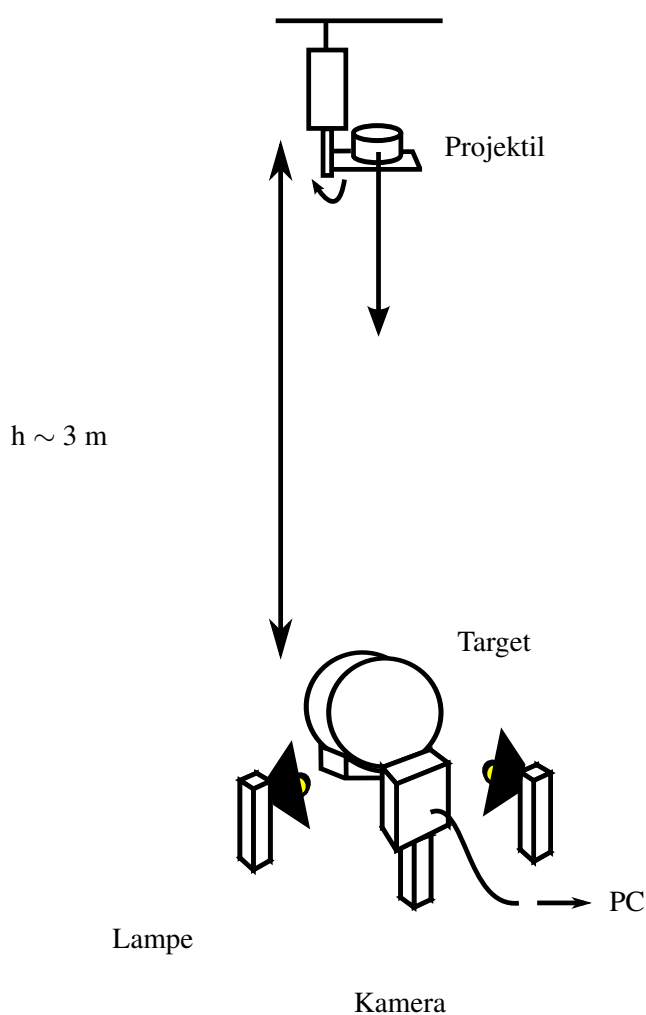
Abb. 10 zeigt den für die Experimente im Fallturm in Bremen verwendeten Versuchsaufbau, der in einer Vakuumkammer platziert wird. Der mittlere Druck bei den Experimenten beträgt  $p \lesssim 10^{-2}$  mbar. Die Staubagglomerate befinden sich auf Haltern. Eines steht aufrecht, das andere liegt auf der Mantelfläche. Auf diese Weise erreicht man eine Kollisionsgeometrie, die nahe an der von Kollisionen von Kugeln ist. Erreicht die Kapsel, in der sich das Experiment innerhalb des Fallturms befindet, Mikrogravitation, so werden die Halter mit Magneten weggezogen. Die nun freien Staubagglomerate werden mit einem Linearmotor über Stempel beschleunigt. In den Experimenten wurden Kollisionen bei Geschwindigkeiten zwischen  $0,8 \text{ cm s}^{-1}$  und  $25,7 \text{ cm s}^{-1}$  analysiert. Zwei Hochgeschwindigkeitskameras nehmen die Kollisionen mit einer Bildrate von 500 Bildern pro Sekunde (kurz fps) auf. Eine Kamera beobachtet dabei von vorne, die andere von oben. Somit erhält man dreidimensionale Aufnahmen der Kollisionen. An beiden Kameras befinden sich LEDs, die die Kammer beleuchten.



**Abbildung 10:** Aufbau für Kollisionsexperimente im Fallturm (Deckers und Teiser, 2013).

#### Kollisionen im Labor

In Experimenten im Labor sollen die Kollisionseigenschaften von porösen, Dezimeter großen Staubagglomeraten bei höheren Kollisionsenergien untersucht werden. Es ist jedoch nicht möglich Kollisionen von zwei Agglomeraten dieser Größe bei höheren Geschwindigkeiten zu untersuchen, da diese keine höheren Beschleunigungen aushalten. Darüber hinaus sind Kollisionen unterschiedlich großer Agglomerate für Modelle zur Planetesimalentstehung von großem Interesse, insbesondere wenn es um Massentransfer in diesen Kollisionen geht (Windmark et al., 2012a; Garaud et al., 2013).



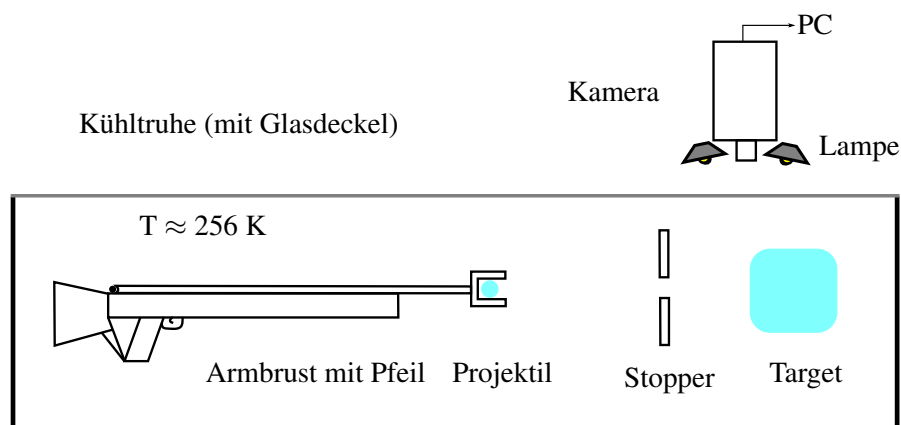
Daher erweitern wir die im Fallturm durchgeführten Experimente, indem wir Projektil unterschiedlicher Größe und Masse mit den Dezimeter großen Targets kollidieren lassen. Abb. 11 zeigt eine schematische Skizze des Versuchsaufbaus für die Experimente im Labor. Das Target liegt auf einem Halter in der Vakuumkammer. Das Projektil wird in den Auswurfmechanismus auf einer Metallplatte platziert und in die etwa 3 m hohe Röhre gezogen.

**Abbildung 11:** Versuchsaufbau für die Kollisionsexperimente im Labor (nach Deckers und Teiser (2014)).

Durchmesser und Höhe der Projektile variieren zwischen 1 cm und 3 cm, die Targets haben die selbe Größe wie in den Fallturmexperimenten. Der mittlere Füllfaktor für die Dezimeter großen Targets liegt bei  $0,44 \pm 0,004$  und bei den Zentimeter großen Projektile bei  $0,466 \pm 0,02$ . Die Kollisionen werden bei einem mittlerem Druck von  $p \lesssim 5 \cdot 10^{-1}$  mbar durchgeführt. Um eine Kollision herbeizuführen wird die Metallplatte mit einem Getriebemotor zur Seite bewegt, das Projektil fällt herunter. Die mittlere Geschwindigkeit der Projektile beträgt  $6,68 \pm 0,67 \text{ ms}^{-1}$  – die Geschwindigkeitsverteilung ist in Abb. 13 in Abschnitt 3.3 dargestellt. Die Kollision von Projektil und Target wird mit einer Hochgeschwindigkeitskamera mit 500fps aufgenommen. Zudem wird die Kammer mit zwei Halogenlampen beleuchtet.

### Eiskollisionen

In Abb. 12 ist eine schematische Skizze des Versuchsaufbaus für die Kollisionen mit Eis dargestellt. Da in diesem Experiment die Kollisionen von solidem Eis untersucht werden ist es nicht notwendig diese im Vakuum durch zu führen. Vielmehr befindet sich der gesamte Aufbau in einer Kühltruhe, die durchschnittliche Temperatur beträgt  $255,8 \pm 0,7 \text{ K}$ . Diese Umgebungstemperatur ist deutlich höher als die bei der Planetesimalentstehung erwarteten Temperaturen – im MMSN Modell liegt die Temperatur nahe der „snowline“ bei 160 K (Hayashi et al., 1985). Daher müssen die Ergebnisse der Kollisionen bei der Anwendung auf die Planetesimalentstehung möglicherweise angepasst werden (siehe Diskussion in Abschnitt 5.1.1).



**Abbildung 12:** Versuchsaufbau für die Eiskollisionen (nach Deckers und Teiser (2016)).

Das Projektil befindet sich in einem Projektilhalter, einer Form aus Aluminium, der dann mit einer Armbrust in Richtung Target beschleunigt wird. Der Projektilhalter wird von einer Stahlplatte gestoppt, so dass nur das Projektil das Target trifft. Vor der Platte befindet sich eine Metallschiene (um die Skizze in Abb. 12 übersichtlich zu halten, ist diese dort nicht eingezeichnet), die den Halter leitet, so dass er die Öffnung in der Stahlplatte richtig trifft und das Projektil hindurch gelangt. Die Kollisionen, in denen das Projektil zerstört wird bevor es das Target erreicht, werden nicht berücksichtigt. Die Kollisionen werden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera mit 5000 fps aufgenommen und von zwei Halogenlampen beleuchtet. In allen Eiskollisionen trifft das Projektil stets auf die obere, flache Deckfläche des zylindrischen Targets.

In den Experimenten werden Kollisionen von sphärischen Projektilen mit Durchmessern 1,7 cm, 2 cm, 2,5 cm und 3,3 cm (die mittleren Massen liegen bei  $2,28 \pm 0,07$  g,  $3,83 \pm 0,11$  g,  $7,48 \pm 0,16$  g und  $16,83 \pm 0,63$  g) mit zylindrischen Targets mit einem Durchmesser von 12 cm, mittlerer Höhe von  $12,9 \pm 1$  cm und mittlerer Masse von  $1293 \pm 107$  g beobachtet. In den Experimenten wurden Kollisionen der Zentimeter großen Kugeln mit Geschwindigkeiten zwischen  $15 \text{ ms}^{-1}$  und  $45 \text{ ms}^{-1}$  analysiert. Daneben wurden auch Kollisionen bei kleineren Geschwindigkeiten von  $1 \text{ ms}^{-1}$  bis  $7 \text{ ms}^{-1}$  untersucht, bei denen das Projektil aus unterschiedlichen Höhen auf das Target fallen gelassen wird. Hierfür wird der bereits bei den Experimenten im Labor beschriebene Auswurfmechanismus verwendet. Dieser wird vor den Versuchen auf die Temperatur der Kühltruhe abgekühlt, um die Projektile nicht zu erwärmen. Darüber hinaus werden noch Kollisionen von irregulären Projektilen mit Durchmessern zwischen  $180 \mu\text{m}$  und 2 mm mit Dezimeter großen Targets bei Geschwindigkeiten zwischen  $0,2 \text{ ms}^{-1}$  und  $50 \text{ ms}^{-1}$  analysiert.

### 3.3 Auswertung und wichtige Kenngrößen

#### Kollisionsgeschwindigkeit und kinetische Energie

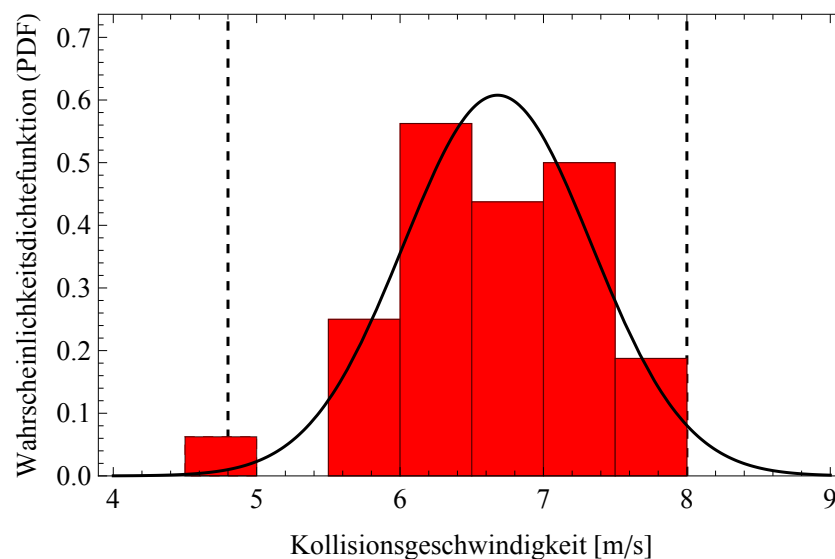
Für die Analyse der Kollisionsexperimente ist die Geschwindigkeit bzw. kinetische Energie der kollidierenden Körper ein entscheidender Parameter. In der Auswertung der Kollisionen wird die Geschwindigkeit bestimmt, indem markante Punkte der Oberfläche oder Kanten der Agglomerate verfolgt werden. Bei bekannter Bildrate der verwendeten Kamera lässt sich daraus die Geschwindigkeit errechnen. Bei Kollisionen von Projektilen mit unbeweglichen Targets, also in den Experimenten im Labor, wird dementsprechend nur die Geschwindigkeit des Projektils bestimmt.

Es ist allgemein üblich, bei der Analyse von Kollisionsexperimenten die Geschwindigkeit als Referenzgröße zu verwenden, siehe beispielsweise Beitz et al. (2011); Teiser et al. (2011a); Meisner et al. (2013). In den zwei hier analysierten Experimenten mit Staubag-

glomeraten wird dagegen die kinetische Energie als Referenzgröße verwendet. Dies hat für beide Experimente unterschiedliche Gründe, auf die ich kurz eingehen möchte.

In den Kollisionen im Fallturm werden die Agglomerate durch Stempel beschleunigt und können von diesen in Rotation versetzt werden. Agglomerate rotieren, wenn diese von den Stempeln nicht exakt zentral getroffen werden, da sich die Agglomerate bei Erreichen der Mikrogravitation von den Haltern lösen. Dies führt dazu, dass das waagrecht liegende Agglomerat sowohl um die Symmetrie- als auch eine Querachse rotiert. Das aufrechte Agglomerat hingegen rotiert nur um eine Querachse. Um die Rotationsbewegung mit in die Analyse der Kollisionen einbeziehen zu können, wie es auch Schröpfer et al. (2012) bei der Analyse ihrer Kollisionsexperimente machen, wird hier daher die kinetische Energie als Referenzgröße genutzt.

Bei den Kollisionsexperimenten mit Staubagglomeraten im Labor spielt die Rotation der Projektile ebenfalls eine Rolle. Die Projektile können durch die Bewegung der Metallplatte des Auswurfmechanismus in Rotation versetzt werden und fallen anschließend mit dieser Orientierung nach unten. Die Rotationsenergie hat jedoch nur in einem Fall einen signifikanten Anteil an der kinetischen Energie, etwa ein Drittel, da hier das Projektil auch direkt vor der Kollision mit dem Target noch rotiert.



**Abbildung 13:** Geschwindigkeitsverteilung der Kollisionen mit Staubagglomeraten im Labor. Die schwarze Linie zeigt eine Normalverteilung, die gestrichelten Linien die niedrigste bzw. höchste Geschwindigkeit (Deckers und Teiser, 2014).

Die Bewegung des Auswurfmechanismus führt auch zu einer Variation in der Geschwindigkeit der Projektile, Abb. 13 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung in den Kollisionen mit

Staubagglomeraten im Labor. Diese wurde mit einer Normalverteilung gefittet, deren Mittelwert beträgt  $6,68 \text{ ms}^{-1}$ , die Halbwertsbreite  $0,67 \text{ ms}^{-1}$ .

Da sowohl die Masse als auch die Geschwindigkeit der Projektile variiert, kann keine dieser beiden Größen als alleinige Referenzgröße für die Analyse der Kollisionen dienen. Darüber hinaus geht die Rotation mit in die Auswertung ein, so dass auch hier die kinetische Energie als Referenzgröße verwendet wird. Illustriert wird dies in Abb. 17, wo das Resultat der Kollisionen in Abhängigkeit aller drei Größen gezeigt ist. Variationen in Masse und Geschwindigkeit beeinflussen den Ausgang einer Kollision, der Übergangsbereich zwischen den beiden in diesen Experimenten beobachteten Kollisionstypen ist für die Kollisionsenergie am schmalsten.

Die Translations- und Rotationsgeschwindigkeit der Agglomerate wird aus den Kameraaufnahmen bestimmt, indem man markante Punkte der Oberfläche verfolgt. Bei der Analyse der Kollisionen im Fallturm nimmt man für die Translation den Mittelpunkt der Deckfläche des liegenden Agglomerates bzw. die Kanten des Mantels mit der Grund- bzw. Deckfläche des aufrechten Agglomerates. Die Rotation erhält man aus der zeitlichen Änderung des Winkels der Linie zwischen einem markanten Punkt am Rand des liegenden Agglomerates mit dem Mittelpunkt der Deckfläche bzw. der Linie zwischen den Kanten des Mantels des aufrechten Agglomerates zu einer senkrechten Linie. Ähnlich geht man auch bei der Bestimmung der Geschwindigkeit der Projektile in den Laborexperimenten, sowohl mit Staub als auch mit Eis, vor. Dabei werden in den zweidimensionalen Kameraaufnahmen Punkte an den Ecken der Projektile verfolgt.

Aus der Kombination von Translations- und Rotationsbewegung erhält man die kinetische Energie eines Agglomerates:

$$E_{\text{kin}} = 1/2 (mv^2 + I_x \omega_x^2 + I_y \omega_y^2), \quad (7)$$

wobei  $I_x$  und  $I_y$  die Trägheitsmomente um die Symmetrie- bzw. die Querachse sind,  $v$  und  $\omega_{x,y}$  die Translations- bzw. Rotationsgeschwindigkeit und  $m$  die Masse des Agglomerates.

In allen Auswertungen wird für die Berechnung der Messunsicherheit die Fehlerfortpflanzung nach Gauß verwendet. Dabei werden unterschiedliche Annahmen zur Unsicherheit bei der Bestimmung von Masse und Position der Kollisionspartner gemacht, die bei der Auswertung der jeweiligen Experimente genannt werden.

### 3.3.1 Wichtige Parameter für die Analyse der Kollisionen

#### Charakterisierung des Resultats einer Kollisionen

Zur Beschreibung des Resultats einer Kollision gibt es eine Reihe von Begriffen, die im nächsten Kapitel zur Charakterisierung benutzt werden. Häufig werden in diesem Zusammenhang englische Begriffe verwendet, wie etwa der Begriff „Target“ zur Bezeichnung des, meist im Bezug auf das Laborsystem unbeweglichen, Ziels einer Kollision. Weitere Begriffe beschreiben das Verhalten der Kollisionspartner nach der Kollision. Haften diese aneinander, so ist von „Sticking“ die Rede. Prallen die Kollisionspartner lediglich voneinander ab, sei es in einer elastischen oder inelastischen Kollision, ohne dass es zu Beschädigungen kommt, spricht man von „Bouncing“. Kommt es jedoch zu einer Beschädigung von einem oder von beiden Agglomeraten, dann ist von „Fragmentation“ die Rede. Ab wann man von Beschädigung eines Kollisionspartners spricht, ist nicht ganz eindeutig festgelegt. In ihren Analysen von Kollisionen von Eis definieren Higa et al. (1998) und Yasui et al. (2014) die Grenze da, wo das größte Fragment nach der Kollision weniger als 95% der ursprünglichen Masse hat. Diese Definition wird in der Analyse der Eiskollisionen auch hier verwendet.

In den hier analysierten Kollisionen gibt es eine zusätzliche Variante der Fragmentation, den „Massentransfer“. In diesen Kollisionen wird das Projektil, das eine deutlich geringere Masse hat als das Target, fragmentiert und ein kleiner Teil der Masse bleibt am Target haften. Abgesehen davon kann es in einer Kollision auch zu „Erosion“ kommen. Dabei verliert ein Kollisionspartner nur einen kleinen Teil seiner Masse, bleibt jedoch weitgehend intakt.

#### Weitere Parameter in der Analyse von Kollisionen

Neben der Charakterisierung des Resultats einer Kollision gibt es weitere Parameter, die bei der Analyse wichtig sind.

Bei Bouncing-Kollisionen verwendet man den Restitutionskoeffizienten  $\varepsilon$ , um zu beschreiben wie elastisch eine Kollision verläuft. Berechnet wird er als Verhältnis der Geschwindigkeit nach der Kollision zur Geschwindigkeit davor. Bei den Kollisionen, in denen die kinetische Energie als Referenzgröße verwendet wird, wird entsprechend das Verhältnis der kinetischen Energie nach der Kollision  $E_{kin,n}$  zur kinetischen Energie vor der Kollision  $E_{kin,v}$  zur Berechnung herangezogen. Der Restitutionskoeffizient ist dann definiert durch

$$\varepsilon = E_{kin,n}/E_{kin,v} \quad (8)$$

$\varepsilon$  liegt zwischen 0 und 1 und beschreibt, wie viel kinetische Energie die Kollisionspartner nach der Kollision noch haben. Die restliche Energie geht hauptsächlich in oberflächliche oder interne Kompaktierung der Kollisionspartner und in Wärme. In den hier präsentierten Kollisionen lässt sich darüber keine Aussage treffen, da die Auflösung der Kameras nicht ausreicht, um Veränderungen der Oberfläche zu analysieren.

Bei Kollisionen, die in der Fragmentation eines Agglomerates resultieren, wird die Fragmentationsstärke  $\mu$  als charakteristische Größe genutzt, definiert als

$$\mu = M_f/M_0, \quad (9)$$

wobei  $M_f$  die Masse des größten Fragmentes nach der Kollision ist und  $M_0$  die Masse des Körpers vor der Kollision. Die Fragmentationsstärke charakterisiert also, wie stark ein Kollisionspartner in einer Kollision fragmentiert wurde. Ein spezieller Fall der Fragmentation ist die katastrophale Fragmentation. Hierbei hat das größte Fragment nach einer Kollision weniger als oder genau die Hälfte der Masse, es ist also  $\mu \leq 0,5$ .

Ein weiterer Parameter in der Analyse von Kollisionen mit Fragmentation ist die spezifische Energie  $Q$ . Diese wird berechnet, indem man die kinetische Energie  $E_{kin}$  auf die Masse der Kollisionspartner,  $M_1$  und  $M_2$ , normiert:

$$Q = E_{kin}/(M_1 + M_2) \quad (10)$$

Auf diese Weise erhält man einen Parameter, mit dem man die Grenzbedingungen zur Fragmentation und zur katastrophalen Fragmentation für Agglomerate unterschiedlicher Größe miteinander vergleichen kann. Für die zur katastrophalen Fragmentation notwendige spezifische Energie verwendet man dabei üblicherweise die Bezeichnung „Kollisionsfestigkeit“  $Q^*$  (im englischen „critical fragmentation strength“).

Auch für die Kollisionen mit Massentransfer gibt es eine charakteristische Größe, die Akkretionseffizienz  $e_{ak}$ . Diese ist definiert als Verhältnis der am Target nach der Kollision haftenden Masse  $M_{MT}$  zur Masse des Projektils vor der Kollision  $M_P$ :

$$e_{ak} = M_{MT}/M_P \quad (11)$$

Dadurch erhält man ein Maß dafür, wie viel vom Projektil am Target haften bleibt und somit wie effizient der Massentransfer ist.



## Ergebnisse und Diskussion

---

Dieses Kapitel beschreibt die Ergebnisse der Kollisionsexperimente. Zur Untersuchung der Kollisionseigenschaften von Zentimeter und Dezimeter großen Agglomeraten werden hier drei Experimente vorgestellt. Zum einen zwei Experimente mit Staubagglomeraten, Kollisionen gleich großer Dezimeter Agglomerate in Schwerelosigkeit und Kollisionen von Zentimeter großen Projektilen auf Dezimeter große Targets. Diese Experimente untersuchen Kollisionen bei Kollisionsenergien zwischen 0,03 mJ und 30 mJ bzw. zwischen 50 mJ und 400 mJ. Zum anderen wird hier ein Experiment dargestellt, in dem Kollisionen von Eisprojektilen unterschiedlicher Größe auf Dezimeter große Eistargets bei Geschwindigkeiten von  $0,2 \text{ ms}^{-1}$  bis  $50 \text{ ms}^{-1}$  (die kinetische Energie liegt hier zwischen  $10^{-6}$  mJ und 5000 mJ) untersucht werden. Im Anhang finden sich Tabellen mit Übersichten zu den Experimenten und ihren Ergebnissen.

In allen hier gezeigten Experimenten werden hauptsächlich zylindrische Körper in den Kollisionen verwendet, sowohl bei den Staub- als auch bei den Eiskollisionen. Die Ausnahme sind die in den Eiskollisionen verwendeten sphärischen bzw. irregulär geformten Projektilen. Vorherige Experimente weisen darauf hin, dass die Kollisionseigenschaften, wie Grenzbedingung zu Fragmentation und Restitutionskoeffizient, nicht von der Form der Agglomerate abhängen – die Kollisionsgeometrie kann jedoch durchaus einen Einfluss haben. Beitz et al. (2011) zeigen in Kollisionsexperimenten mit zylindrischen und sphärischen Agglomeraten mit ähnlichen Füllfaktoren, dass die Akkretionseffizienz nicht von der Form abhängt. Vielmehr hängt sie vom Füllfaktor und von der Kollisionsgeschwindigkeit ab. Die Kollisionsfestigkeit  $Q^*$  hängt ebenfalls nicht von der Form ab, wie Setoh et al. (2007) in Experimenten mit porösen, gesinterten Glaskugeln zeigen.

### 4.1 Grenzbedingungen - Bouncing, Fragmentation, Massentransfer

In den hier untersuchten Kollisionsexperimenten werden Grenzbedingungen zwischen unterschiedlichen Resultaten in den Kollisionen von Zentimeter und Dezimeter großen Körpern untersucht. Das bedeutet, dass man einen Übergang von einem Kollisionsresultat zu einem anderem beobachtet. Die Grenzbedingungen werden dabei stets als Mittelwert aus den Kollisionen mit höchster bzw. niedrigster Energie oder Geschwindigkeit beider Kollisionsresultate berechnet. Beispielsweise berechnet sich die Grenze zwischen Bouncing und Fragmentation als Mittelwert der Bouncing-Kollision mit höchster Energie und Fragmentations-Kollision mit niedrigster Energie. Die Grenzbedingungen sind wichtig für Modelle zur Entwicklung von Agglomeraten in protoplanetaren Scheiben.

#### 4.1.1 Kollisionen poröser Staubagglomerate

##### Grenze zwischen Bouncing und Fragmentation

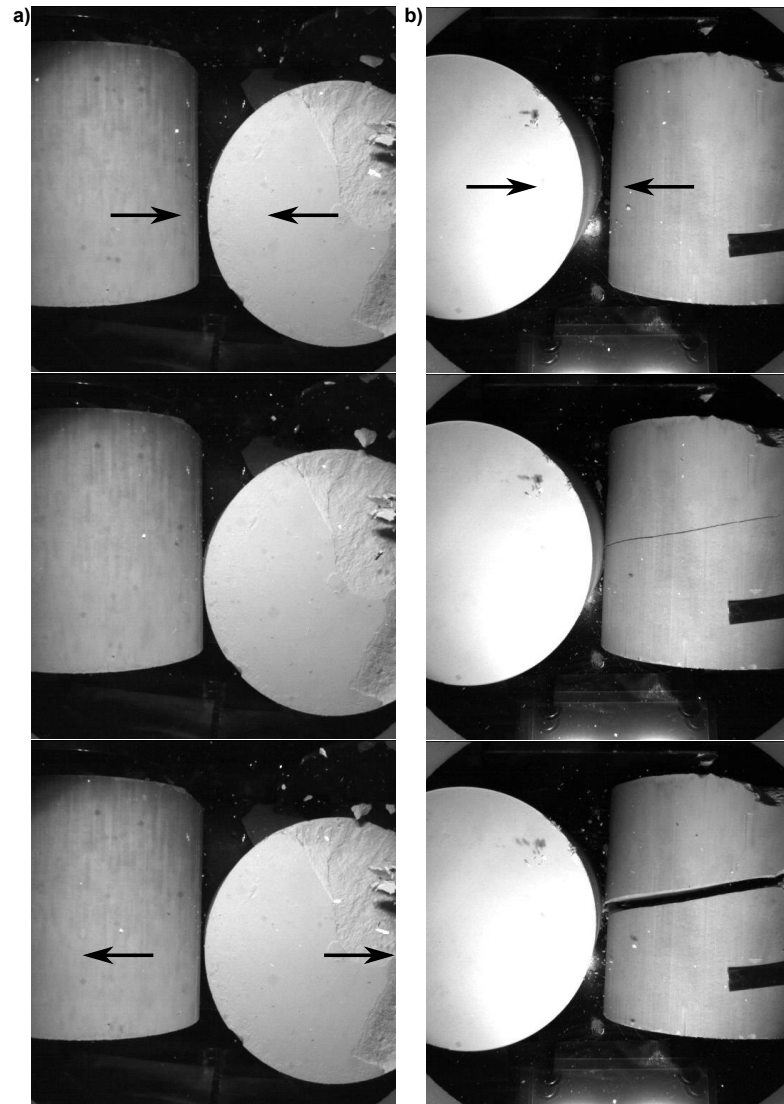
Abb. 14 zeigt die beiden in den Experimenten im Fallturm beobachteten Kollisionstypen. Bei niedrigen Geschwindigkeiten beobachtet man Bouncing der Staubagglomerate. Bei höheren Geschwindigkeiten bricht (mindestens) eines der Agglomerate auseinander. In zwei Experimenten im Fallturm bricht ein Teil des Agglomerates bereits vor der Kollision ab. Aus den Kamerabildern lässt sich jedoch das Volumen eines Bruchstückes und damit dessen Masse ermitteln. Für die Kollisionsenergie wird folglich nur die Masse des Agglomerates ohne dieses Bruchstück berücksichtigt.

In Abb. 15 sind die beiden Kollisionstypen, Bouncing und Fragmentation, gegen die kinetische Energie der beiden Agglomerate aufgetragen. Bei der Fehlerrechnung wird für die Translations- bzw. Rotationsgeschwindigkeit ein Fehler von einem Pixel bei der Bestimmung der Position eines Agglomerates angenommen, für die Masse  $\Delta m = 0,5 \text{ g}$  und für das Volumen  $\Delta h = 0,1 \text{ cm}$ .

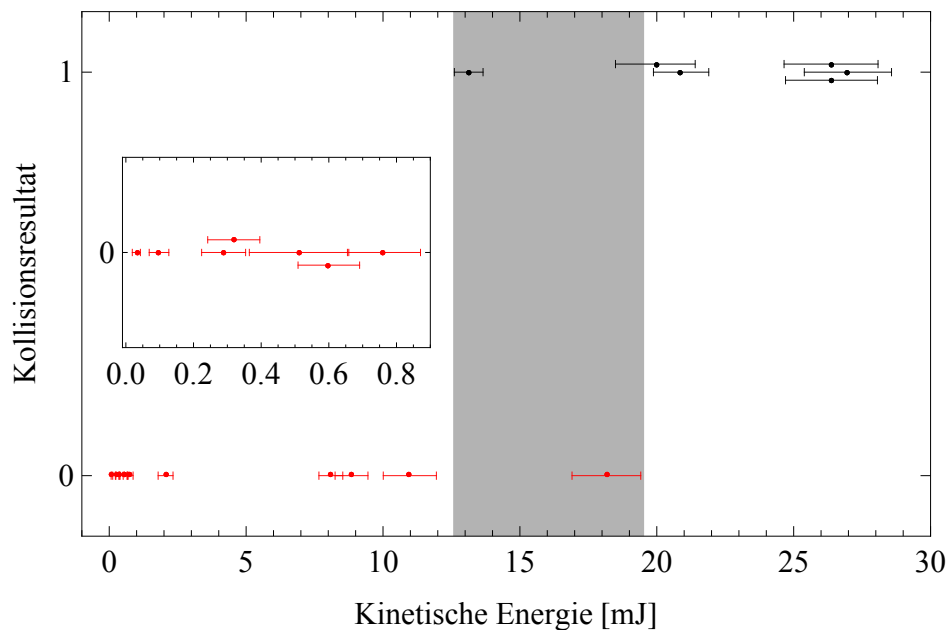
Wenn ein Agglomerat in einer Kollision bricht, dann bricht es stets in zwei Teile. In den Experimenten gibt es sowohl Fälle, in denen nur ein Agglomerat bricht, als auch jene, in denen beide Agglomerate fragmentieren. Die Bruchlinie geht dabei direkt vom Kollisionsspunkt aus. Die Größe der Bruchstücke hängt davon ab, an welchem Punkt die beiden Agglomerate kollidieren. Bei einer zentralen Kollision haben beide Fragmente die selbe Masse. Dies verdeutlicht, dass diese Kollisionen direkt an der Grenze zwischen Bouncing und Fragmentation stattfinden, denn die kinetische Energie ist gerade eben ausreichend, um die Fragmentation eines Agglomerates zu erreichen.

Diese Grenze liegt in der Mitte des grau schraffierten Bereiches in Abb. 15 bei  $15,7 \text{ mJ}$ . Die kritische Kollisionsgeschwindigkeit liegt bei  $16,2 \text{ cm s}^{-1}$ .

Aus dieser Grenzbedingung für die Fragmentation eines Agglomerates erhält man die spezifische Energie  $Q = 5 \text{ mJ kg}^{-1}$ .



**Abbildung 14:** Beispiele für die beiden Kollisionstypen in den Fallturmexperimenten: a) Bouncing, b) Fragmentation (Deckers und Teiser, 2013).



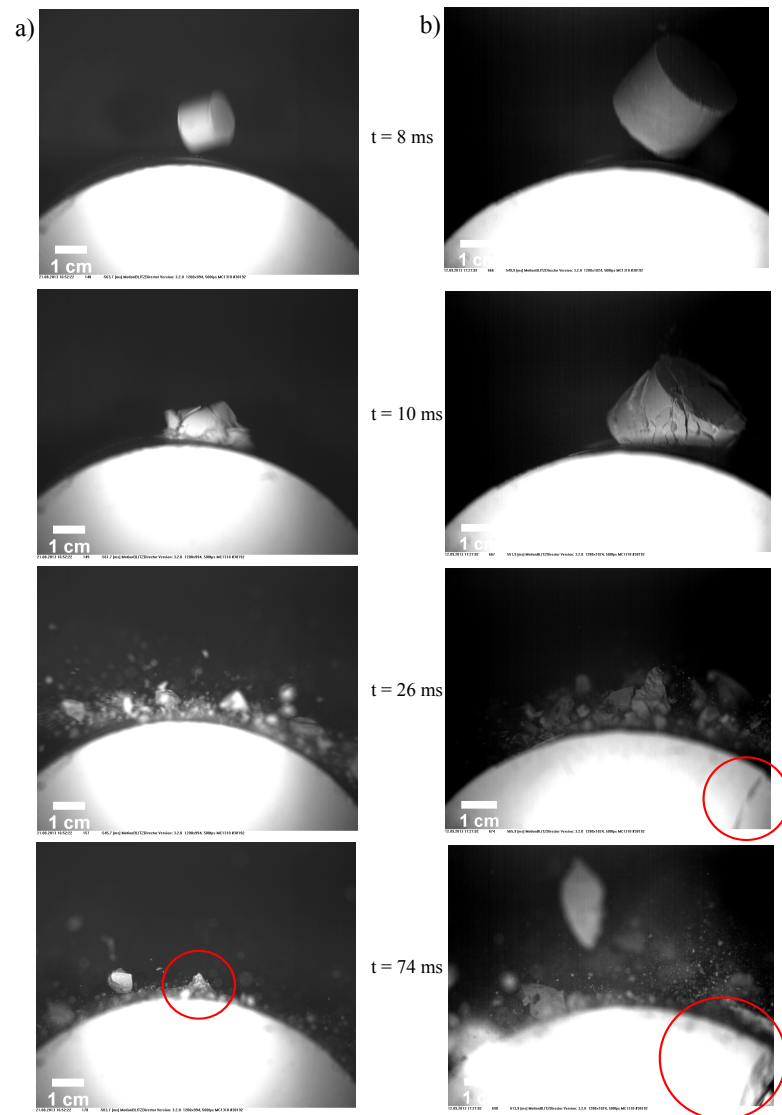
**Abbildung 15:** Resultate der Kollisionen im Fallturm (Bouncing = 0, Fragmentation = 1). Einige der Datenpunkte sind auf der y-Achse leicht versetzt, um die Punkte und Fehlerbalken besser erkennen zu können. Der grau schraffierte Bereich markiert den Übergang von Bouncing zu Fragmentation (Deckers und Teiser, 2013).

### Übergang zwischen Massentransfer und Fragmentation

In den Kollisionsexperimenten mit porösen Staubagglomeraten im Labor werden ebenso zwei unterschiedliche Kollisionsresultate beobachtet. Bei niedrigeren Kollisionsenergien kommt es zu Massentransfer, lediglich das Projektil fragmentiert und ein kleiner Teil bleibt am Target haften. Bei höheren Energien fragmentiert auch das Target. Abb. 16 zeigt ein Beispiel für die beiden in den Experimenten beobachteten Resultate. Der rote Kreis in Teil a) von Abb. 16 zeigt die auf dem Target gewachsene Struktur. In b) zeigt er einen im Target durch die Kollision entstandenen Riss. Da die Risse im Target quer zur Sichtachse der Kamera verlaufen, sind sie im Bild nur andeutungsweise zu erkennen. Für die Analyse der Fragmentation wird die Masse des größten Fragmentes mit einer Waage gemessen.

Abb. 17 zeigt die beiden Kollisionstypen, Massentransfer zum Target und Fragmentation des Targets, in Abhängigkeit von der Masse, Geschwindigkeit und Kollisionsenergie des Projektils. Der Fehler in der Masse des Projektils ist  $\Delta m = 0,01 \text{ g}$  (im obersten Plot nicht dargestellt), der Fehler in der Geschwindigkeit wird unter der Annahme eines Fehlers der

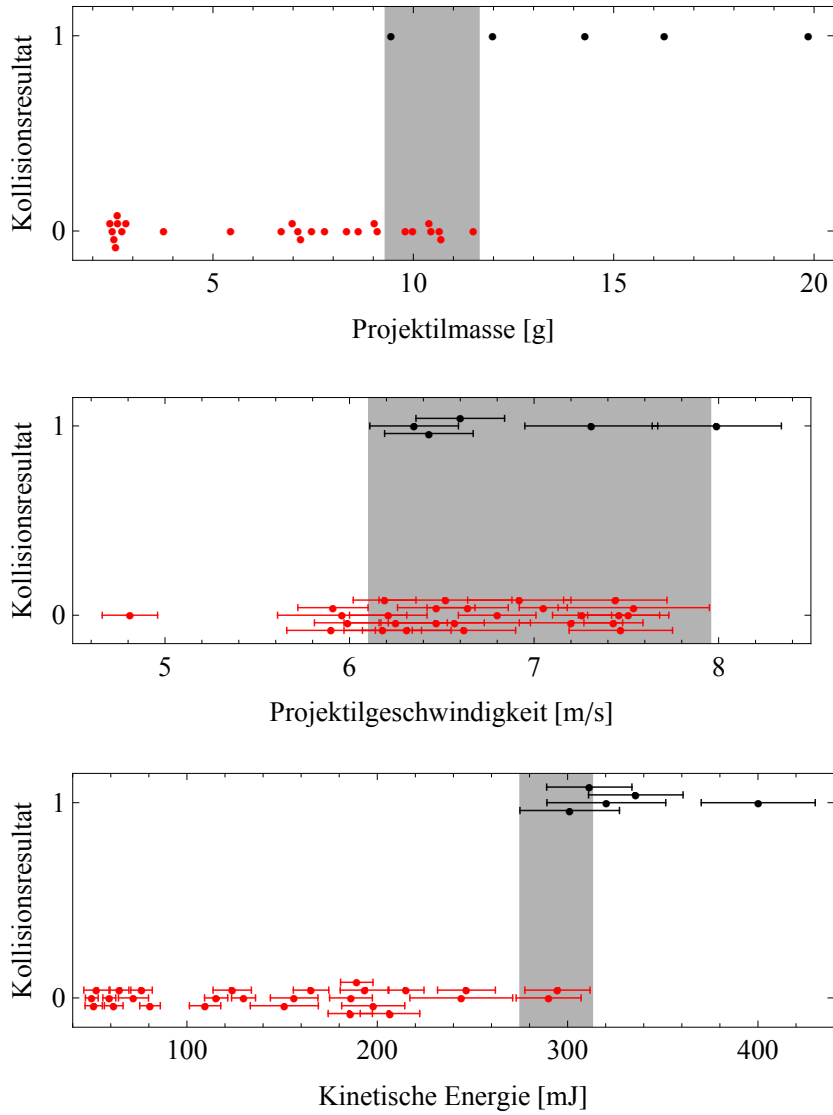
Position des Projektils von zwei Pixeln berechnet (bei den im Vergleich zu den vorherigen Experimenten höheren Geschwindigkeiten ist die Bewegungsunschärfe in den Kameraaufnahmen größer und damit auch die Unsicherheit in der Bestimmung der Position).



**Abbildung 16:** Beispiel für Kollision mit Massentransfer (a) und Fragmentation des Targets (b) (Deckers und Teiser, 2014).

Der Vergleich der drei Graphen zeigt, dass sowohl Variationen in der Masse als auch in der Geschwindigkeit einen Einfluss auf den Ausgang der Experimente haben. Daher wird für die Analyse dieser Experimente die kinetische Energie als maßgebliche Referenzgröße verwendet. Die Grenze zwischen den beiden Typen liegt in der Mitte der grau schraffierten Fläche im untersten Plot von Abb. 17, die die Fehler der beiden für die Bestimmung der

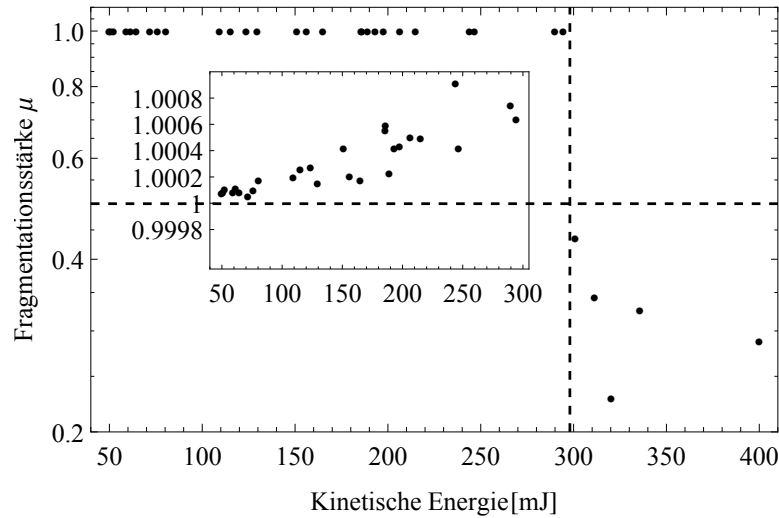
Grenzbedingung heran gezogenen Kollisionen mit einschließt, bei  $298 \pm 25$  mJ.



**Abbildung 17:** Kollisionsresultat der Experimente mit porösen Staubagglomeraten im Labor (0 = Massentransfer, 1 = Fragmentation des Target) in Abhängigkeit von Masse, Geschwindigkeit und Energie. Einige der Datenpunkte sind auf der y-Achse leicht versetzt, um die Punkte und Fehlerbalken besser erkennen zu können. Die grau schraffierten Bereiche zeigen den Übergang zwischen den beiden Resultaten (Deckers und Teiser, 2014).

Nach den Kollisionen, in denen das Target fragmentiert, wird die Masse des größten Fragmentes  $M_f$  bestimmt. Daraus lässt sich dann die Fragmentationsstärke  $\mu$  berechnen. Der Übergang zwischen Massentransfer und Fragmentation liegt bei  $298 \pm 25$  mJ (siehe

Abb. 17) und ist hier als vertikale gestrichelte Linie eingezeichnet. Für alle Fragmentationskollisionen ist  $\mu < 0,5$ , hier beobachten wir also die katastrophale Fragmentation des Targets. Die hier bestimmte Grenzbedingung entspricht somit der Kollisionsfestigkeit  $Q^*$  und liegt hier bei  $Q^* = 190 \pm 16 \text{ mJ kg}^{-1}$ .



**Abbildung 18:** Fragmentationsstärke  $\mu$  der Targets. Die vertikale Linie zeigt die Grenzbedingung aus Abb. 17, die horizontale die Bedingung für katastrophale Fragmentation  $\mu \leq 0,5$  (Deckers und Teiser, 2014).

In den hier durchgeführten Experimenten ist das Target der Erdgravitation ausgesetzt. Die Agglomerate stehen ohnehin auf Grund ihres Gewichtes unter mechanischer Spannung, diese liegt um die 300 Pa (berechnet aus dem Verhältnis von Gravitationskraft und Mantelfläche). Dieser Wert liegt um fast eine Größenordnung unter dem von Meisner et al. (2012) bestimmten Wert für die Zugfestigkeit eines Agglomerates mit  $\Phi = 0,45$ . Der Einfluss der Gravitation auf die Bestimmung der Kollisionsfestigkeit ist zwar klein, lässt sich aber auch nicht komplett vernachlässigen. Das bedeutet, dass in den Messungen hier ein unteres Limit für die Kollisionsfestigkeit bestimmt werden kann.

Außerdem beobachten wir einen direkten Übergang von Massentransfer zur katastrophalen Fragmentation des Targets, es gibt keine Kollisionen mit nicht-katastrophaler Fragmentation, mit  $\mu$  zwischen 0,5 und 1. Wir können also aus den hier gezeigten Ergebnissen die Kollisionsfestigkeit  $Q^*$  nur auf den durch den Fehler um den oben genannten Wert für  $Q^*$  herum liegenden Bereich eingrenzen.

Auch bei Kollisionen mit Massentransfer lässt sich  $\mu$  berechnen, hier als Verhältnis der Masse des Targets inklusive der gewachsenen Struktur zur Masse vor der Kollision. Die Ergebnisse für diese Kollisionen sieht man im kleinen in Abb. 18 eingefügten Plot.

Die zum Target transferierte Masse ist klein im Vergleich zur Masse des Targets, daher

liegen die Werte nahezu bei  $\mu = 1$ .

### Vergleich der Grenzbedingungen zu anderen Experimenten

Einige andere Experimente untersuchen ebenfalls die Grenzen zu Fragmentation und katastrophaler Fragmentation von porösen Staubagglomeraten. Blum und Münch (1993) analysieren Kollisionen poröser Agglomerate mit Radien von etwa 1 mm bestehend aus Mikrometer großen  $\text{ZrSiO}_4$ -Partikeln. Bei Beitz et al. (2011) kollidieren sphärische Agglomerate mit Radius von 1 cm, die aus  $1,5 \mu\text{m}$  großen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln bestehen, miteinander. Die von Blum und Münch (1993) und Beitz et al. (2011) in ihren Experimenten bestimmten Grenzen sind in Abb. 19 im Vergleich zu den hier für Agglomerate aus Mikrometer großen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln mit Radius von 6 cm dargestellt. Die in den Experimenten verwendeten Agglomerate haben unterschiedliche Volumenfüllfaktoren. Um die Ergebnisse dennoch vergleichbar zu machen sind in Abb. 19 die spezifischen Energien für einen Füllfaktor  $\Phi = 0,5$  angegeben. Die Umrechnung erfolgt mit der bei Beitz et al. (2011) genutzten Formel

$$Q(\Phi = 0,5) = Q(\Phi) \frac{0,5^{-3,6} 10^{1,11 \cdot 0,5}}{\Phi^{-3,6} 10^{1,11 \cdot \Phi}}. \quad (12)$$

$Q(\Phi = 0,5)$  ist die spezifische Energie bei  $\Phi = 0,5$ ,  $Q(\Phi)$  die bei einem beliebigen Wert von  $\Phi$ . Die beiden blauen gestrichelten Linien in Abb. 19 sind Fits an die Daten nach der Gleichung

$$Q = a_Q \left( \frac{R}{\text{m}} \right)^{b_Q}, \quad (13)$$

wobei  $R$  der Radius ist,  $a_Q$  und  $b_Q$  die Parameter des Fits. Beitz et al. (2011) zeigen, dass sowohl bei der Grenze zur Fragmentation (gekennzeichnet mit  $\mu = 1$ ) als auch zu katastrophaler Fragmentation (hier mit  $\mu = 0,5$  bezeichnet) die gleiche Skalierung der Größenabhängigkeit gilt, der Exponent im Fit identisch ist. Nimmt man nun die in dieser Arbeit bestimmte Grenzbedingung zur Fragmentation in diesen Fit mit auf, erhält man einen Exponenten von  $b_Q = -0,72 \pm 0,08$ . Dieser Exponent wird auch für die Grenze zur katastrophalen Fragmentation verwendet, da dort die größere Streuung der Daten einen Fit erschwert. Dieser Exponent ist kleiner als der von Beitz et al. (2011) bestimmte Exponent von  $-0,95 \pm 0,38$ .

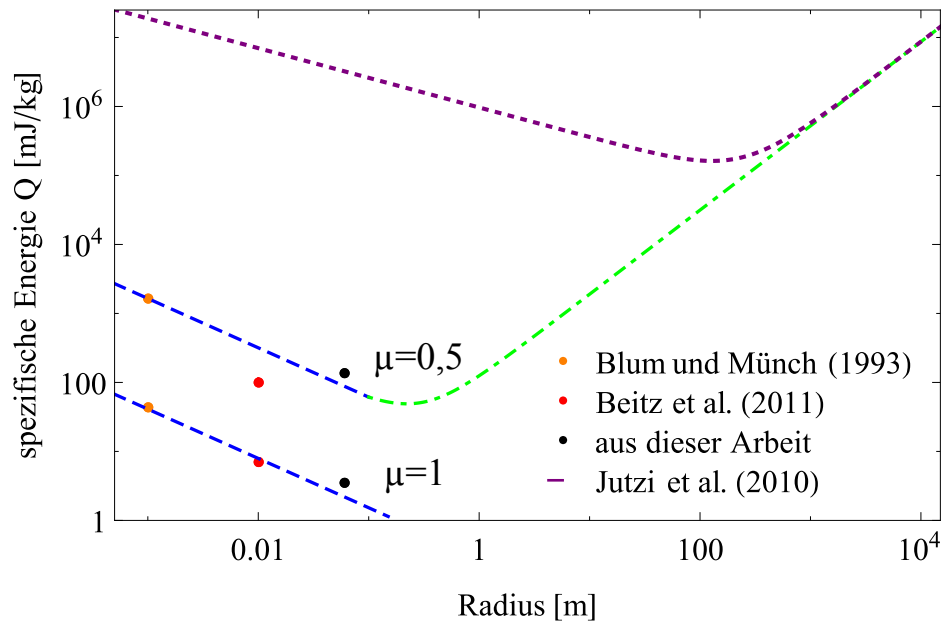
Jutzi et al. (2010) führen SPH Simulationen von Kollisionen mit nicht-porösem (Basalt) und porösem Material (Bimsstein) mit Größen zwischen Zentimeter und Kilometer durch, um die Kollisionsfestigkeit  $Q^*$  zu bestimmen. Dabei nutzen Jutzi et al. (2010) einen im Vergleich zu den SPH Simulationen von Benz und Asphaug (1999), welche die Kollisions-



festigkeit von nicht-porösen Materialien (Basalt und Eis) untersuchen, verbesserten SPH Code. Die Ergebnisse von Benz und Asphaug (1999) und Jutzi et al. (2010) sind qualitativ identisch und unterscheiden sich lediglich in den Fitparametern. Aus ihren Simulationen erhalten Benz und Asphaug (1999) und Jutzi et al. (2010) folgende Größenabhängigkeit:

$$Q^* = Q_0 \left( \frac{R}{\text{cm}} \right)^{b_{ms}} + B\rho \left( \frac{R}{\text{cm}} \right)^{b_{eg}}, \quad (14)$$

wobei  $R$  der Radius ist und  $\rho$  die Materialdichte (für Bimsstein  $\rho = 1,3 \text{ g cm}^{-3}$ ),  $Q_0$ ,  $b_{ms}$ ,  $b_{eg}$  und  $B$  sind Fitparameter. Der erste Term in Gleichung 14 beschreibt den Bereich, in dem die Materialstärke die Kollision bestimmt, der zweite Term den Bereich, in dem die Eigengravitation dominiert. Die gepunktete Linie in Abb. 19 zeigt den Fit mit Gleichung 14, den Jutzi et al. (2010) für Bimsstein bei einer Kollisionsgeschwindigkeit von  $3 \text{ km s}^{-1}$  erhalten. Dabei ergeben sich folgende Werte für die Fitparameter:  $b_{ms} = -0,43$ ,  $b_{eg} = 1,22$ ,  $Q_0 = 7 \cdot 10^6 \text{ mJ kg}^{-1}$  und  $B = 4,2 \cdot 10^{-4} \text{ mJ m}^3 \text{ kg}^{-2}$ . Jutzi et al. (2010) simulieren auch die Kollisionsfestigkeit bei einer Kollisionsgeschwindigkeit von  $5 \text{ km s}^{-1}$ . Die Fitparameter  $b_{ms}$ ,  $b_{eg}$  sind in diesen Simulationen nahezu identisch, lediglich  $Q_0$  und  $B$  sind leicht unterschiedlich (eine Übersicht über alle Fitparameter findet sich in Tabelle 3 von Jutzi et al. (2010)).



**Abbildung 19:** Vergleich der Grenzbedingungen zu Fragmentation  $\mu = 1$  und zu katastrophaler Fragmentation  $\mu = 0,5$  für Agglomerate unterschiedlicher Größe. Die gestrichelten Linien zeigen Fits nach Gleichung 13, die gepunktete Linie das Modell von Jutzi et al. (2010).

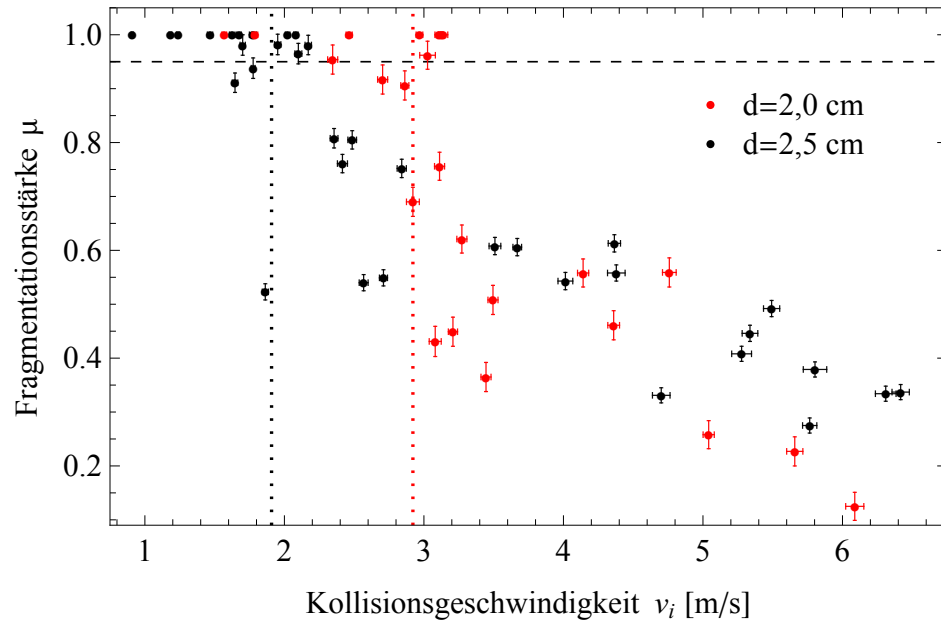
Im Bereich, in dem die Materialstärke dominiert, ist die Kollisionsfestigkeit in den SPH Simulationen im Vergleich zu den experimentell bestimmten um mehrere Größenordnungen höher. Dies gilt sowohl für poröse wie für nicht-poröse Materialien, deren Kollisionsfestigkeit sich in den Simulationen kaum unterscheiden (zu sehen in Abb. 5 und 6 bei Jutzi et al. (2010)). Die Porosität ist also nicht der entscheidende Parameter, vielmehr muss man beim Vergleich zwischen Experiment und Simulation die Unterschiede in der Art der Bindung beachten. In den Experimenten werden Agglomerate verwendet, in denen die Partikel durch Kohäsion zusammen gehalten werden. In den Simulationen hingegen wird Gestein betrachtet, gebunden durch kovalente Bindungen.

Bei größeren Körpern hingegen kommt man in den Bereich, in dem nicht mehr die Materialstärke entscheidend ist, sondern die Eigengravitation. Die Unterschiede der in den Simulationen und Experimenten verwendeten Materialien spielen hier keine Rolle mehr. Daher wird hier die Annahme getroffen, dass die von Jutzi et al. (2010) erhaltene Abhängigkeit im von Gravitation dominierten Bereich auch poröse Staubagglomerate gilt. Daher zeigt die grüne Strichpunktlinie in Abb. 19 eine Interpolation zwischen dem Fit der Grenzen zur katastrophalen Fragmentation der unterschiedlichen Experimente im Materialstärke dominierten Bereich und dem vom zweiten Term in Gleichung 14 beschriebenen, von Eigengravitation dominierten, Bereich der Kollisionsfestigkeit. Aus den SPH Simulationen ergibt sich, dass Körper mit Radius um die 100m die kleinste Kollisionsfestigkeit besitzen. Der Fit der experimentellen Daten hingegen suggeriert, dass dies bei porösen Staubagglomeraten bereits bei deutlich kleineren Radien zwischen 10cm und 1m der Fall ist. Für eine genauere Abschätzung des Minimums wären weitere Experimente mit größeren Agglomeraten notwendig.

### 4.1.2 Experimente mit solidem Eis

#### Grenze zur Fragmentation

Auch in den Kollisionen mit Eisprojektilen auf Dezimeter Targets wird der Übergang zwischen Bouncing und Fragmentation beobachtet. Hierbei fragmentiert lediglich das Projektil, das Target bleibt in diesen Kollisionen gänzlich unbeschädigt. In Abb. 20 ist die Fragmentationsstärke für Kollisionen von Projektilen mit Durchmessern von 2cm und 2,5cm dargestellt. Bei Bouncing ist  $\mu = 1$ , denn das Projektil bleibt unbeschädigt. Für alle anderen Kollisionen wird die Masse des größten Fragments bestimmt. Die gestrichelten Linien zeigen die Grenze zu Fragmentation, wie bei Higa et al. (1998) und Yasui et al. (2014) definiert als  $\mu < 0,95$ . Die horizontale gestrichelte Linie in Abb. 20 zeigt diese Bedingung, alle Datenpunkte darunter sind Kollisionen mit Fragmentation. Im Gegensatz zu den Experimenten mit Staubagglomeraten in Mikrogravitation beobachtet man bei den Eiskugeln



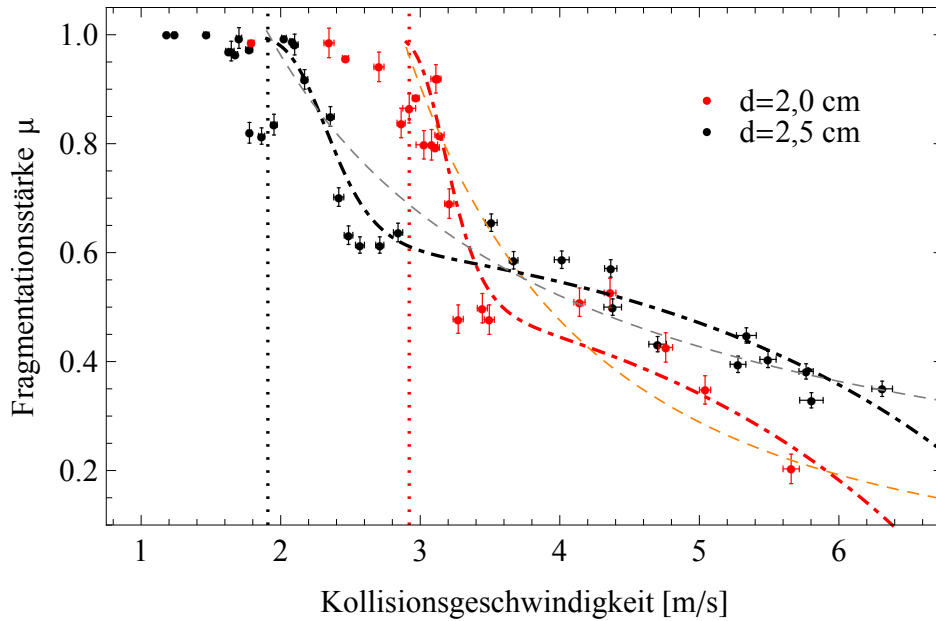
**Abbildung 20:** Fragmentationsstärke bei Kollisionen von Projektilen mit  $d = 2$  cm und  $d = 2,5$  cm. Die vertikalen gepunkteten Linien zeigen die Grenze zwischen Bouncing und Fragmentation, die horizontale Linie liegt bei  $\mu = 0,95$  (Deckers und Teiser, 2016).

auch leichte Beschädigungen der Projektile. Daher wird bei dieser Analyse die Definition für Fragmentation von Higa et al. (1998) und Yasui et al. (2014) verwendet, die ebenfalls Kollisionen von Zentimeter großen Eiskugeln auf größere Targets untersuchen.

Der Übergang zu Fragmentation liegt bei  $2,92 \pm 0,34 \text{ m s}^{-1}$  ( $d = 2$  cm) bzw.  $1,91 \pm 0,39 \text{ m s}^{-1}$  ( $d = 2,5$  cm) – die Fehler ergeben sich aus der Standardabweichung der zur Berechnung des Mittelwertes genutzten Messwerte – die spezifischen Energien sind  $1,82 \text{ J kg}^{-1}$  bzw.  $4,27 \text{ J kg}^{-1}$ .

Die Verschiebung der Grenze zur Fragmentation zu einer niedrigeren Geschwindigkeit bei größeren Projektilen stimmt mit den Ergebnissen von Higa et al. (1998) überein. Higa et al. (1998) untersuchen in ihren Experimenten die Kollisionen von soliden Zentimeter großen Eiskugeln – der Durchmesser reicht von 0,28 cm bis 7,2 cm – mit in etwa Dezimeter großen Targets. Dabei finden sie für größere Projektile eine niedrigere Grenzgeschwindigkeit zwischen elastischen und inelastischen Kollisionen.

Weiter zeigt Abb. 20 eine Abnahme der Fragmentationsstärke mit zunehmender Geschwindigkeit. Da die Ergebnisse eine recht hohe Streuung aufweisen, ist es schwierig die Abhängigkeit genauer zu analysieren. Um die Streuung zu glätten wird daher im Plot in Abb. 21 der gleitende Mittelwert aus je drei Datenpunkten gebildet.



**Abbildung 21:** Gleitender Mittelwert von je drei benachbarten Werten aus Abb. 20. Die gepunkteten Linien zeigen die Grenze zwischen Bouncing und Fragmentation, die dickeren gestrichelten Linien zeigen Fits der Daten nach Gleichung 16, die dünneren nach Gleichung 17 (Deckers und Teiser, 2016). Die Fitparameter stehen in Tabelle 1.

Die eingezeichneten Linien in Abb. 21 zeigen Fits an die Daten, wobei hier nur Datenpunkte jenseits der Grenze zur Fragmentation gefittet werden. Für die in schwarz bzw. rot dargestellten Fits wird ein Modell für die Fragmentation von Musiolik et al. (2016) verwendet. Musiolik et al. (2016) analysieren die Kollisionen von  $\text{CO}_2$ -Agglomeraten mit mittlerem Durchmesser von  $180\,\mu\text{m}$  mit einer von einer  $\text{CO}_2$ -Eisschicht bedeckten Kupferplatte bei Geschwindigkeiten von bis zu  $2\text{ms}^{-1}$ . Das dabei entwickelte Modell beruht auf der Energieerhaltung. Vor der Kollision hat man lediglich die kinetische Energie des Projektils. Nach der Kollision hat man drei Beiträge zur kinetischen Energie. Zum einen die kinetische Energie der entstehenden Fragmente. Zum anderen wird ein Teil der kinetischen Energie in der Kollision dissipiert, geht also beispielsweise in Wärme oder Restrukturierung. Zusätzlich benötigt man noch einen Teil der kinetischen Energie, um die Kontakte, die die Fragmente zusammengehalten haben, zu brechen. Dieser Energiebeitrag hängt von der Größenverteilung der Fragmente nach der Kollision ab.

Durch Umformen erhält man aus der Energieerhaltung einen Ausdruck für die Fragmentationsstärke  $\mu$  in der Form

$$\mu(v_i) = 1 - \left[ c_1 \left( \frac{v_i}{\text{ms}^{-1}} \right)^2 - c_3 \right]^{1/(b_m+1)}. \quad (15)$$

Mit dieser Gleichung kann man die Fragmentationsstärke für den Bereich um die Grenze zur Fragmentation beschreiben, jedoch nicht den weiteren Verlauf. Die Annahme, dass der dissipierte Anteil der kinetischen Energie unabhängig von der Kollisionsgeschwindigkeit ist, stellt hier eine zu starke Vereinfachung dar. Im Gegensatz zu den Experimenten mit porösen CO<sub>2</sub>-Teilchen benötigt man die Geschwindigkeitsabhängigkeit des dissipativen Terms der kinetischen Energie. Um diese zu erhalten muss man die phononische Anregung als wichtigen Mechanismus der Energiedissipation in einem Festkörper betrachten. Die phononische Anregung lässt sich mit dem harmonischen Oszillator, welcher nur diskrete Energien  $E = \hbar\omega(n + 1/2)$  annehmen kann, und unter der Annahme einer linearen Dispersionsrelation  $\omega \sim p$ , mit dem Impuls  $p$ , modellieren. Der Impulsübertrag  $\Delta p$  auf die Phononen kann nur in diskreten Schritten  $v_R$  erfolgen. Für die Anwendung auf einen Festkörper wird  $\Delta p$  mit Gaußkurven verschmiert und der Grenzfall  $v_R \rightarrow 0$  betrachtet. Auf diese Weise erhält man für den dissipativen Term eine Abhängigkeit in Form der Fehlerfunktion  $\text{erf}\left(\frac{v_i}{\text{ms}^{-1}}\right)$  (eine ausführlichere Herleitung findet sich bei Musiolik (2015) in Abschnitt 5.2). Setzt man den dissipativen Term in die Gleichung für die Fragmentationsstärke ein, so erhält man

$$\mu(v_i) = 1 - \left[ c_1 \left( \frac{v_i}{\text{ms}^{-1}} \right)^2 - c_2 \text{erf}\left(\frac{v_i}{\text{ms}^{-1}}\right) - c_3 \right]^{1/(b_m+1)}, \quad (16)$$

mit der Kollisionsgeschwindigkeit  $v_i$ , dem Exponenten der Massenverteilung  $b_m$  und Fitkonstanten  $c_1$ ,  $c_2$  und  $c_3$  (Musiolik, 2015). Da  $r \propto m^{1/3}$  ist, erhält man aus einem mittleren Exponenten der Größenverteilung  $-3,6$  (siehe Abb. 41) einen Exponenten der Massenverteilung von  $b_m = -1,2$ .

Zum Vergleich wird in Abb. 21 noch ein Potenzgesetz der Form

$$\mu(v_i) = \mu_1 \cdot \left( \frac{v_i}{\text{ms}^{-1}} \right)^{b_1} \quad (17)$$

genutzt (dargestellt durch die dünne graue bzw. orange gestrichelte Linie), wie es bereits von Arakawa (1999) und Davis und Ryan (1990) verwendet wurde. Arakawa (1999) untersuchen die Fragmentation von kubischen Eistargets mit Größen zwischen 1,5 cm und 10 cm und finden ein Potenzgesetz für die Abhängigkeit von  $\mu$  von der spezifischen Energie  $Q$  (da  $Q \propto v_i^2$  folgt auch  $\mu(v_i)$  einem Potenzgesetz). Davis und Ryan (1990) untersuchen die Fragmentation von Targets aus Zementmörtel mit unterschiedlichen Zusammensetzungen und finden ebenfalls ein Potenzgesetz.

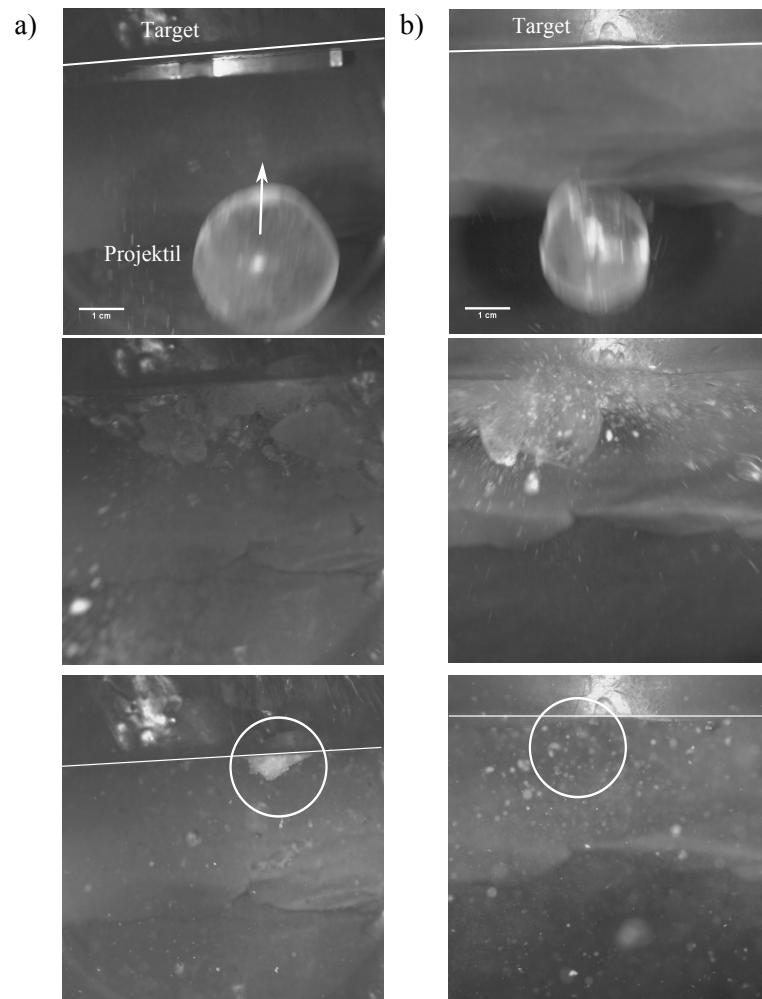
Parameter	$c_1$	$c_2$	$c_3$	$\mu_1$	$b_1$
$d = 2 \text{ cm}$	-0,004	29273,9	-29275,1	10,6	-2,2
$d = 2,5 \text{ cm}$	-0,004	204,3	-205,5	1,8	-0,9

**Tabelle 1:** Parameter der Fits in Abb. 20

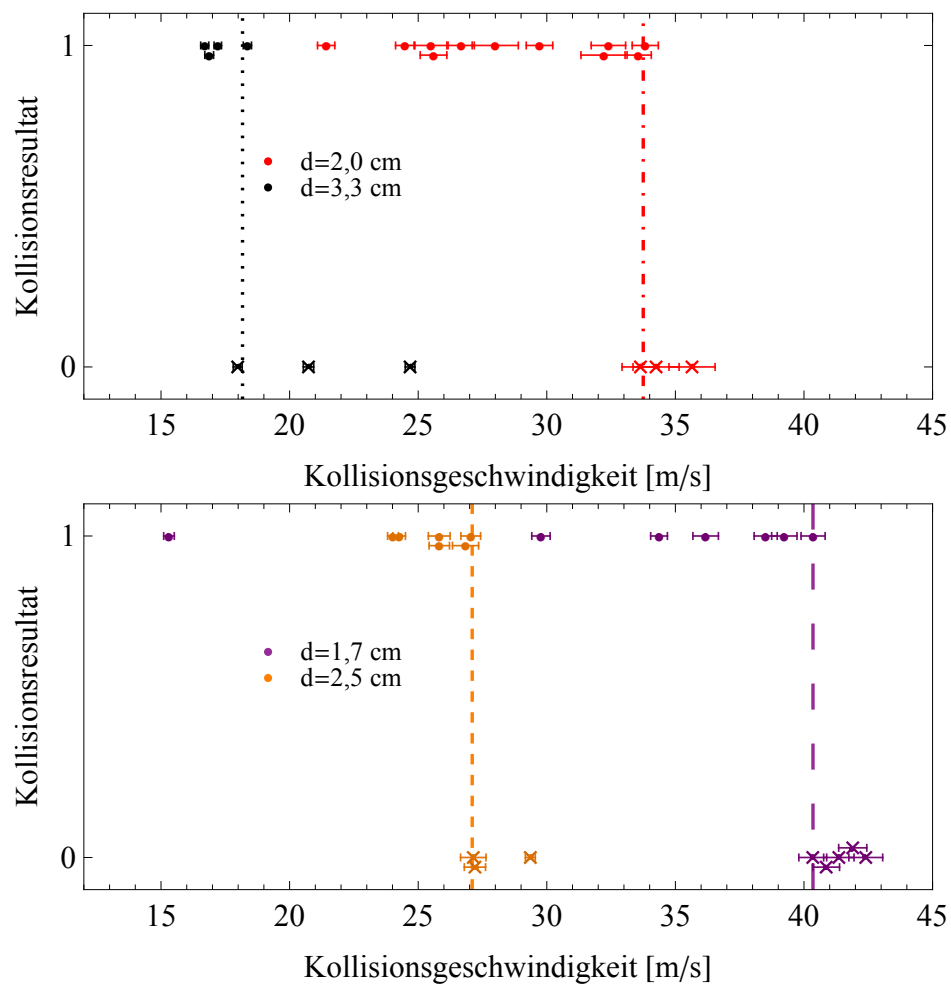
Ein Vergleich der Fits an die Daten in Abb. 21 zeigt, dass das Modell von Musiolik (2015) den Bereich nah an der Grenze zur Fragmentation, insbesondere den Abfall der Fragmentationsstärke hier, gut beschreibt. Für den weiteren Verlauf bis zu Geschwindigkeiten von etwa  $6 \text{ ms}^{-1}$  scheinen beide Modelle ähnlich gut zu passen. Jenseits davon weichen die beiden Modelle voneinander ab, das Potenzgesetz beschreibt einen flachen Verlauf, das Modell von Musiolik (2015) einen abfallenden. Welches der Modelle den weiteren Verlauf korrekt beschreibt lässt sich mit den vorhandenen Datenpunkten nicht sagen.

### Eiskollisionen - Übergang zwischen Kollisionen mit und ohne Massentransfer

In den Eiskollisionen bei Geschwindigkeiten zwischen  $15 \text{ ms}^{-1}$  und  $45 \text{ ms}^{-1}$  werden ebenfalls zwei unterschiedliche Kollisionsresultate beobachtet (siehe Abb. 22). Bei niedrigeren Geschwindigkeiten gibt es Massentransfer vom Projektil zum Target, in Abb. 22 im letzten Bild unter a) mit dem weißen Kreis gekennzeichnet. Ab einer gewissen Geschwindigkeit findet man keinen Massentransfer mehr. In Abb. 22 im untersten Bild unter b) zeigt der weiße Kreis die Kollisionsstelle, an der im Gegensatz zu a) keine gewachsene Struktur zu erkennen ist. Aus der Sicht von oben lässt sich dies nur erahnen. Bei genauerer Betrachtung des Targets nach der Kollision ist dagegen gut zu erkennen, ob Massentransfer stattgefunden hat oder nicht. Unabhängig vom Kollisionsresultat fragmentiert das Projektil und es entstehen feine oberflächliche Risse am Target. Dabei kommt es jedoch nicht zu Erosion des Targets. Abb. 23 zeigt die Ergebnisse für Kollisionen mit Projektilen unterschiedlicher Größe. Die Bewegungsunschärfe ist bei den im Vergleich zu den Staubkollisionen deutlich schnelleren Projektilen stärker ausgeprägt, weshalb in der Fehlerrechnung ein Fehler in der Position des Projektils von fünf Pixeln eingeht. Die gestrichelten Linien zeigen die Grenzggeschwindigkeiten zwischen den Kollisionsresultaten.



**Abbildung 22:** Beispiele für Kollisionen mit Massentransfer in a) und ohne Massentransfer in b). Die weißen Kreise zeigen die Kollisionsstelle nach der Kollision. In Bild a) ist die gewachsene Struktur zu sehen, in Bild b) bleibt nichts am Target haften.

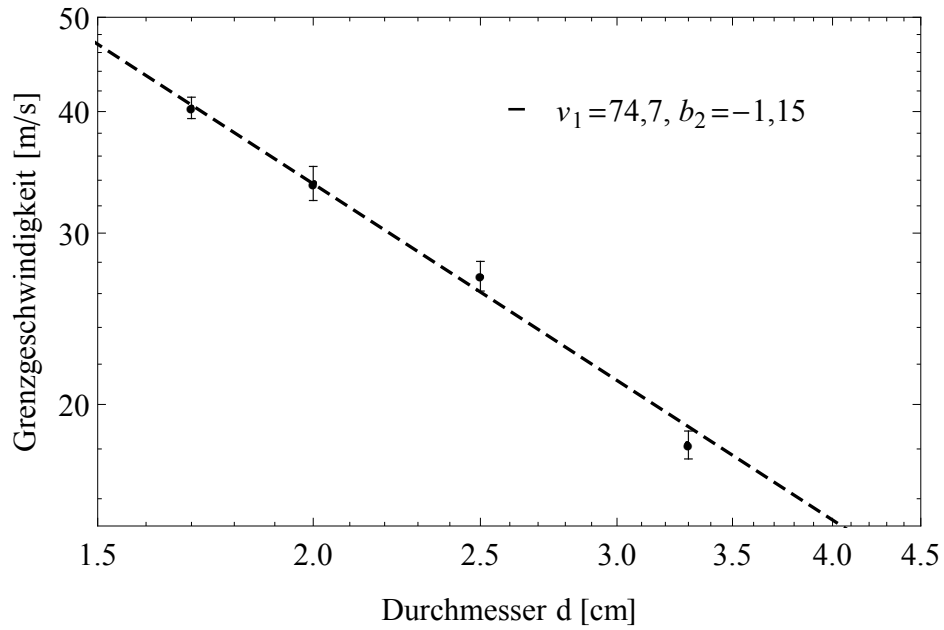


**Abbildung 23:** Kollisionsresultate für Eisprojekte unterschiedlicher Größe (1 = Massentransfer, 0 = kein Transfer). Einige der Datenpunkte sind auf der y-Achse leicht versetzt, um die Punkte und Fehlerbalken besser erkennen zu können. Die gestrichelten Linien zeigen die Geschwindigkeiten, ab der kein Massentransfer mehr beobachtet wird.



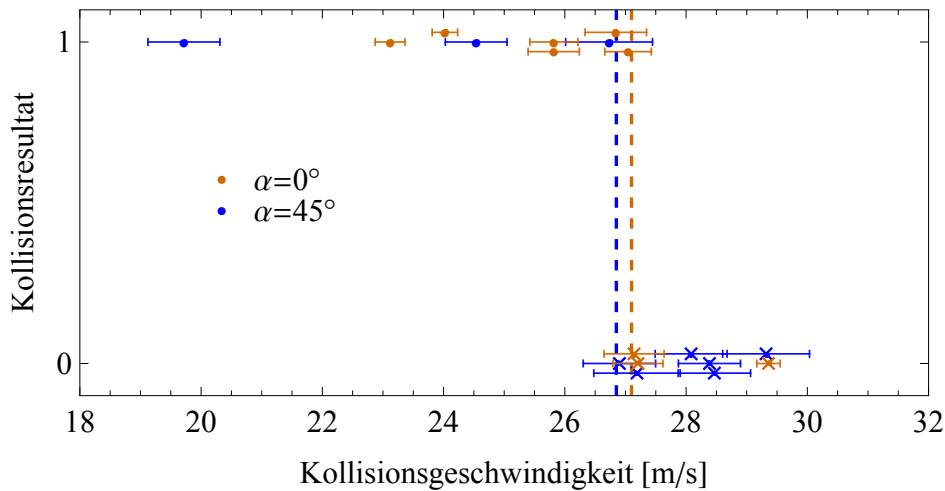
In Abb. 23 sieht man zudem, dass die Grenzgeschwindigkeit  $v_{thr}$  von der Größe der Projektile abhängt. Abb. 24 zeigt diese Abhängigkeit, die Grenzgeschwindigkeit nimmt mit zunehmendem Projektildurchmesser ab. Die gestrichelte Linie zeigt einen Fit an die Daten mit einem Potenzgesetz nach folgender Gleichung:

$$v_{thr} = v_1 \cdot \left( \frac{d}{\text{cm}} \right)^{b_2} \text{ m s}^{-1}. \quad (18)$$



**Abbildung 24:** Grenzgeschwindigkeit zwischen Kollisionen mit und ohne Massentransfer. Die gestrichelte Linie zeigt einen Fit an die Daten nach Gleichung 18 (Deckers und Teiser, 2016).

Um einen möglichen Einfluss des Kollisionswinkels auf den Ausgang einer Kollision zu untersuchen, wurden neben den in Abb. 23 dargestellten Experimenten weitere Kollisionen untersucht. Dabei wird das Target im Versuchsaufbau (siehe Abb. 12) so positioniert, dass die obere Deckfläche einen Winkel von  $\alpha = 45^\circ$  zum ankommenden Projektil hat. Abb. 25 zeigt einen Vergleich der Kollisionen mit  $\alpha = 0^\circ$  (aus Abb. 23) und  $\alpha = 45^\circ$ . Für  $\alpha = 45^\circ$  liegt die Grenze bei  $v_{thr} = 26,82 \pm 0,78 \text{ m s}^{-1}$ , für  $\alpha = 0^\circ$  ist  $v_{thr} = 27,09 \pm 0,51 \text{ m s}^{-1}$ . Die Grenzgeschwindigkeiten stimmen also für beide Kollisionswinkel, innerhalb der Fehlertoleranz, überein. Offenbar hat der Kollisionswinkel, zumindest bei Winkeln bis zu  $45^\circ$ , keinen signifikanten Einfluss auf das Resultat einer Eiskollision.



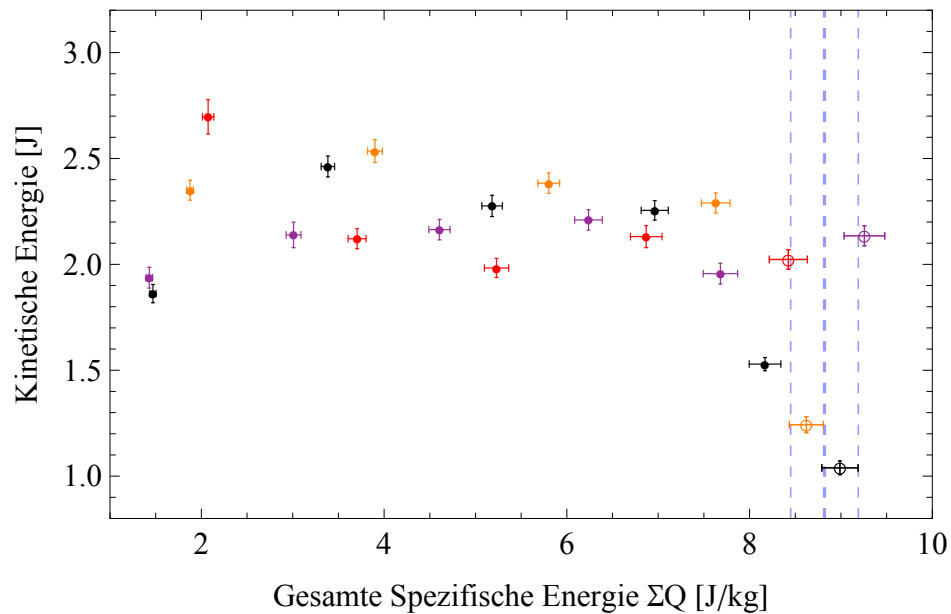
**Abbildung 25:** Kollisionsresultate für Eisprojekte mit  $d = 2,5$  cm bei unterschiedlichen Winkeln. Die gestrichelten Linien zeigen die Grenzggeschwindigkeiten (Deckers und Teiser, 2016).

### Grenze zur Erosion des Targets in Mehrfachkollisionen

Zusätzlich zu den Einzelkollisionen von sphärischen Eisprojekten auf zylindrische Targets, werden hier auch Mehrfachkollisionen von Projektilen unterschiedlicher Größe mit demselben Target untersucht. Dabei wird darauf geachtet, dass die Projektile das Target bei jeder Kollision möglichst an derselben Stelle treffen. Zunächst beobachtet man in den Kollisionen ein zu den Einzelkollisionen identisches Verhalten, Massentransfer zum Target falls die Geschwindigkeit nicht zu hoch ist. Nach mehreren Kollisionen jedoch ändert sich das Verhalten und es kommt zu Erosion der gewachsenen Struktur und sogar des Targets selbst. Betrachtet man das Target nach der Kollision, so lässt sich die erodierte Masse abschätzen. Dabei zeigt sich, dass die Erosion vergleichsweise klein ist und unter ca. 0,2% der Masse des Targets liegt.

Abb. 26 zeigt die Ergebnisse von vier Versuchsreihen an Mehrfachkollisionen und den Beginn der Erosion. Dargestellt ist hier die kinetische Energie einer einzelnen Kollision und die Summe der spezifischen kinetischen Energie  $\Sigma Q$  für diese Kollision und die vorherigen Kollisionen auf dasselbe Target. Diese Form der Darstellung erlaubt eine Analyse der kinetischen Energie, die notwendig ist, um in mehreren aufeinander folgenden Kollisionen eine Erosion des Targets zu beginnen. Die Verwendung der spezifischen Energie macht die Ergebnisse zudem für Targets unterschiedlicher Masse vergleichbar. Yasui et al. (2014) analysieren in ihren Experimenten die Energie, die für die katastrophale Fragmentation von kubischen Eistargets im Dezimeterbereich benötigt wird. Die kinetische Energie eines Projektils wird wie in den Staubkollisionen mit Gleichung 7 berechnet, die Eisprojekte

rotieren jedoch nicht. Bei der Fehlerrechnung wird ein Fehler in der Masse  $\Delta m = 0,1 \text{ g}$  angenommen. Die spezifische Energie wird durch Normierung der kinetischen Energie auf die Masse des Targets berechnet. Die eingezeichnete gestrichelte Linie in Abb. 26 zeigt den Mittelwert von  $\Sigma Q = 8,82 \pm 0,37 \text{ Jkg}^{-1}$  für den Beginn der Erosion, die dünneren Linien zeigen die Standardabweichung.



**Abbildung 26:** Mehrfachkollisionen: Dargestellt ist die kinetische Energie der einzelnen Kollision und die summierte spezifische Energie dieser Kollision und der vorherigen Kollisionen dieser Versuchsreihe. Punkte in der gleichen Farbe zeigen Kollisionen auf dasselbe Target, die offenen Punkte den Beginn der Erosion (Deckers und Teiser, 2016).

Versuchsreihe	1	2	3	4
Zahl der Kollisionen	5	6	6	5
$\Sigma Q [\text{Jkg}^{-1}]$	8,43	9,26	8,99	8,62

**Tabelle 2:** Übersicht über die gesamte spezifische Energie  $\Sigma Q$ , bei der in den vier Versuchsreihen die Erosion der Eistargets beginnt.

Die in Tabelle 2 gezeigten Werte für die gesamten spezifischen Energien aus den hier durchgeführten Versuchsreihen zeigen, dass die für Erosion benötigte Energie bei Versuchsreihen mit fünf Kollisionen niedriger ist, als bei denen mit sechs Kollisionen. Der Mittelwert von  $\Sigma Q$  für die beiden Versuchsreihen mit fünf Kollisionen liegt bei  $\Sigma Q = 8,52 \pm 0,13 \text{ Jkg}^{-1}$ , bei sechs Kollisionen bei  $\Sigma Q = 9,12 \pm 0,19 \text{ Jkg}^{-1}$ . Diese Zunahme der für den Beginn der Erosion notwendigen spezifischen Energie mit der Anzahl der Kollisio-

nen stimmt qualitativ mit den Ergebnissen von Yasui et al. (2014) überein. In ihren Experimenten zeigen Yasui et al. (2014), dass die spezifische Energie zur katastrophalen Fragmentation von Dezimeter großen Eistargets in Mehrfachkollisionen von  $\Sigma Q = 74 \text{ J kg}^{-1}$  bei einer einzelnen Kollision auf  $\Sigma Q = 112 \text{ J kg}^{-1}$  bei vier Kollisionen steigt (siehe Tabelle 2 bei Yasui et al. (2014)).

### 4.2 Bouncing: Der Restitutionskoeffizient

Sowohl in den Kollisionen im Fallturm als auch in den Kollisionen von soliden Zentimeter großen Eiskugeln gibt es bei niedrigen Geschwindigkeiten Bouncing. Bei der Analyse dieser Kollisionen ist der Restitutionskoeffizient der zentrale Parameter. Er gibt an, wie elastisch eine Kollision ist. Dies spielt unter anderem für Ringsysteme um Planeten wie Saturn und deren Entwicklung eine wichtige Rolle.

#### Bouncing von Dezimeter Staubagglomeraten

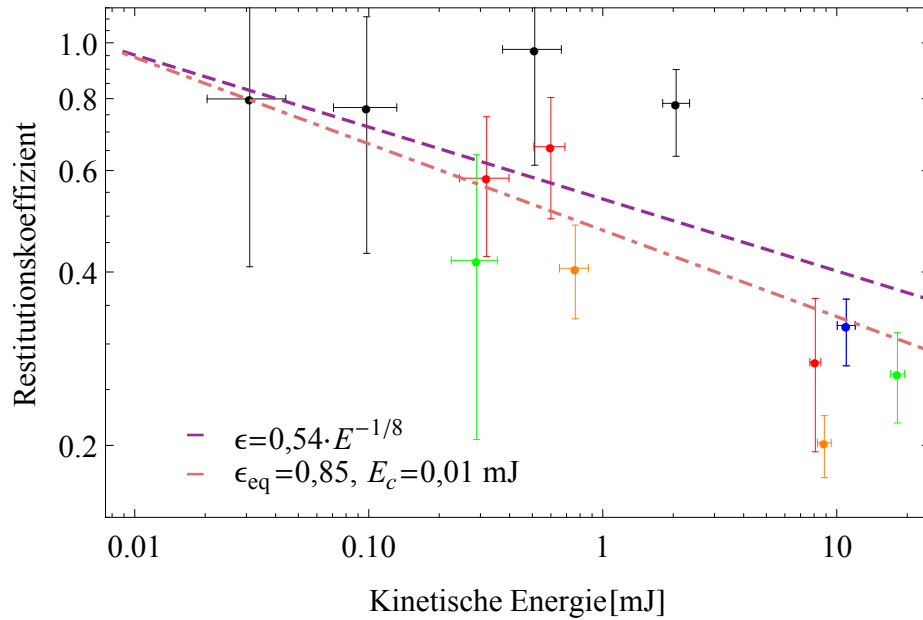
In einigen der Experimente im Fallturm prallen die Agglomerate nach der Kollision wieder gegen die zum Beschleunigen verwendeten Stempel. Diese sind nun starr und die Agglomerate prallen inelastisch von ihnen zurück in die Mitte der Kammer. Auf diese Weise kann es in einem Experiment mehrere Kollisionen mit kleiner werdenden Geschwindigkeiten geben. In Abb. 27 haben alle Kollisionen aus einem Experiment dieselbe Farbe.

Der Restitutionskoeffizient ist abhängig von der Kollisionsenergie und nimmt mit steigender Energie ab. Bei Energien nah an der Grenze zur Fragmentation sind Kollisionen inelastischer, hier liegt der Mittelwert der vier Kollisionen bei 0,27. Bei diesen Kollisionen kommt es also verstärkt zu Komprimierung der Agglomerate, die jedoch durch die Kameras nicht aufgelöst werden kann.

Da hier nur etwa ein dutzend Kollisionen untersucht werden können und die Ergebnisse eine nicht unerhebliche Streuung aufweisen, ist eine quantitative Beschreibung hier nicht ganz einfach. Dennoch kann man die hier gezeigten Ergebnisse qualitativ mit anderen Experimenten vergleichen.

In ihren Untersuchungen zu Kollisionen von Zentimeter großen Staubagglomeraten nutzen Schräpler et al. (2012) ein Modell von Thornton und Ning (1998). Thornton und Ning (1998) beschreiben eine analytische Lösung für die Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten für elastisch und plastisch verformbare Kugeln von der Einfallsgeschwindigkeit und den kritischen Geschwindigkeiten zwischen Sticking und Bouncing sowie zwischen elastischer und plastischer Verformung. In den hier analysierten Kollisionen liegen die Geschwindigkeiten offenbar jenseits beider Grenzggeschwindigkeiten. Es werden keine Kol-

lisionen mit Sticking beobachtet. Darüber hinaus sind Kollisionen nicht perfekt elastisch, vielmehr wird in den Kollisionen Energie dissipiert. Für diese Geschwindigkeiten erhalten Thornton und Ning (1998), dass der Restitutionskoeffizient einem Potenzgesetz folgend mit steigender Kollisionsgeschwindigkeit abnimmt. Die von ihnen beschriebene Abhängigkeit  $\epsilon \propto v_i^{-1/4}$  entspricht  $\epsilon \propto E^{-1/8}$  und ist als gestrichelte Linie in Abb. 27 eingezeichnet. In den Experimenten von Schröpler et al. (2012) sieht man, dass die Restitutionskoeffizienten bei geringeren Geschwindigkeiten recht gut zum im Modell erwarteten Verlauf passen. Bei höheren Geschwindigkeiten liegen sie dagegen unter dem vom Modell erwarteten Verlauf. Die hier gezeigten Ergebnisse zeigen somit einen fast identischen Verlauf, wie die von Schröpler et al. (2012).



**Abbildung 27:** Restitutionskoeffizient: Symbole in gleichen Farben zeigen Mehrfach-Kollisionen in einem Experiment (Deckers und Teiser, 2013). Die gestrichelten Linien zeigen Fits an die Daten nach zwei unterschiedlichen Modellen (siehe Text für Details).

Die in Abb. 27 gezeigte Strichpunktlinie zeigt den von Musiolik et al. (2016) vorhergesagten Verlauf. Musiolik et al. (2016) entwickeln ein numerisches Modell für den Restitutionskoeffizienten, das auf ihrer Beobachtung basiert, dass der Verlauf symmetrisch ist sobald man die Transformation  $v_i \rightarrow \tilde{v}_i = \ln\left(\frac{v_i}{v_c}\right)$  durchführt (dabei ist  $v_c$  die Grenzggeschwindigkeit zwischen elastischen und inelastischen Kollisionen). Bei kleinen Geschwindigkeiten enden Kollisionen mit Sticking, Projektile bleiben am Target hängen und es ist  $\epsilon = 0$ . Danach steigt  $\epsilon$  an, bis man bei etwa  $0,25 \text{ ms}^{-1}$  elastische Kollisionen hat. Der Restitutionskoeffizient fällt mit steigender Geschwindigkeit wieder ab. Musiolik et al.

(2016) betrachten nun eine einhüllende Funktion der Datenpunkte in der logarithmischen Darstellung und erhalten die Ableitung  $\varepsilon'(\tilde{v}_i)$  aus Symmetrieüberlegungen zur Einhüllenden. Integriert man anschließend die Ableitung und transformiert zurück zu einem Ausdruck, der von  $v_i$  abhängt, erhalten Musiolik et al. (2016) eine Abhängigkeit in der Form:

$$\varepsilon = \varepsilon_{eq} \cdot \exp \left[ c \left( \ln \left( \frac{v_i - v_s}{v_c} \right) \right)^2 \right]. \quad (19)$$

Hierbei ist  $\varepsilon_{eq}$  der maximale Restitutionskoeffizient in elastischen Kollisionen,  $v_s$  die Grenzgeschwindigkeit zwischen Sticking und Bouncing und  $c$  ist ein Fitparameter. Musiolik et al. (2016) zeigen, dass  $v_s \ll v_c$  ist. Dies ist auch in den hier untersuchten Experimenten, sowohl bei den porösen Staubbaggglomeraten als auch für die soliden Eiskugeln, zu erwarten. Daher setzen wir hier  $v_s = 0$ . Für den Fit in Abb. 27 wurde  $v_i \propto \sqrt{E}$  eingesetzt, um die Abhängigkeit von der kinetischen Energie zu erhalten. In diesem Fit ist  $E_c$  die kritische Energie zu inelastischen Kollisionen (äquivalent zu  $v_c$ ), der Fitparameter ist  $c = -0,15$ . Aus dem von Musiolik et al. (2016) entwickelten Modell erhält man eine Abhängigkeit, die der empirisch gefundenen von Higa et al. (1998) sehr ähnlich ist. Die von Higa et al. (1998) gefundene Abhängigkeit hat die Form

$$\varepsilon = \varepsilon_{eq} \cdot (v_i/v_c)^{-\ln(v_i/v_c)} = \varepsilon_{eq} \cdot \exp \left[ -(\ln(v_i/v_c))^2 \right], \quad (20)$$

entspricht also der von Musiolik et al. (2016) gefundenen Abhängigkeit mit  $v_s = 0$  und  $c = -1$ .

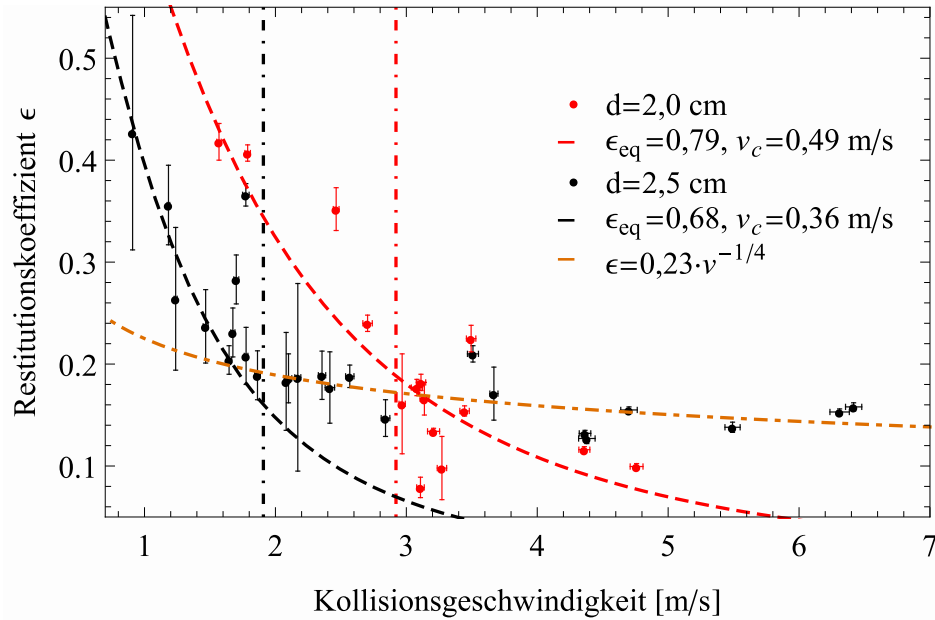
In den hier gezeigten Experimenten findet sich kein Sticking, daher auch nicht der ansteigende Verlauf des Restitutionskoeffizienten, wie im Modell von Musiolik et al. (2016). Für kleine Geschwindigkeiten erhält man für beide hier benutzten Modelle daher einen nahezu identischen Verlauf. Bei höheren Geschwindigkeiten sagt das Modell von Musiolik et al. (2016) einen Abfall im Verlauf des Restitutionskoeffizienten voraus und passt hier offenbar besser zu den experimentellen Daten.

### Bouncing der Zentimeter großen Eiskugeln

Auch für die Eiskollisionen bei niedrigen Geschwindigkeiten (siehe Abb. 23) wird hier der Restitutionskoeffizient berechnet. Dabei werden jedoch nicht ausschließlich die Bouncing-Kollisionen berücksichtigt. Bei Kollisionen, in denen das Projektil fragmentiert, wird die Geschwindigkeit des größten Fragmentes für die Berechnung von  $\varepsilon$  genutzt, wie in der Analyse der Experimente von Higa et al. (1998). Abb. 28 zeigt die Ergebnisse.

Die in Abb. 28 eingezeichneten gestrichelten Linien zeigen Fits an die Daten mit Glei-

chung 19 nach dem bereits erwähnten Modell von Musiolik et al. (2016), wieder unter der Annahme  $v_s = 0$ .



**Abbildung 28:** Restitutionskoeffizient in Kollisionen von Eisprojektile mit Eistargets (Deckers und Teiser, 2016). Die gestrichelten Linien zeigen Fits mit Gleichung 19 nach dem Modell von Musiolik et al. (2016), mit  $c = -0,45$  ( $d = 2\text{ cm}$ ) und  $c = -0,52$  ( $d = 2,5\text{ cm}$ ), die Strichpunktlinie nach Thornton und Ning (1998). Die vertikalen Linien zeigen die Grenzen zur Fragmentation.

Bis zur Grenze zur Fragmentation, gekennzeichnet durch die vertikalen Linien in Abb. 28, passt das Modell recht gut zu den experimentellen Daten. Für diesen Bereich kann man, ähnlich wie bei den Experimenten von Higa et al. (1998), den maximalen Restitutionskoeffizienten  $\epsilon_{eq}$  und die kritische Geschwindigkeit zu inelastischen Kollisionen  $v_c$  bestimmen. Beide Parameter sind für die Kollisionsdynamik der Zentimeter großen Eiskugeln interessant. Die hier gemessenen Werte stimmen qualitativ mit den Ergebnissen von Higa et al. (1998) überein, die für solide Eiskugeln mit  $d = 1,6\text{ cm}$   $\epsilon_{eq} = 0,86$  und  $v_c = 0,54\text{ cm s}^{-1}$  erhalten. Ein direkter Vergleich der Ergebnisse ist allerdings schwierig, da hier nur Kollisionen bei Geschwindigkeiten nahe der Grenze zur Fragmentation analysiert werden, nicht im Bereich elastischer Kollisionen bei niedrigeren Geschwindigkeiten. Jenseits der Grenze zur Fragmentation fällt der Restitutionskoeffizient im Modell jedoch deutlich stärker ab, als in den Experimenten. Dies zeigt sich insbesondere bei den größeren Projektile mit  $d = 2,5\text{ cm}$ , in denen  $\epsilon$  bei höheren Geschwindigkeiten nahezu konstant bei Werten knapp unter 0,15 liegt. In Abb. 28 ist deshalb zusätzlich zum Modell von Musiolik

et al. (2016) für die größeren Projektile auch noch ein Fit mit einem Potenzgesetz nach Thornton und Ning (1998), analog zu den Bouncing-Kollisionen der Staubagglomerate mit  $\varepsilon \propto v_i^{-1/4}$ , als Strichpunktlinie eingezeichnet. Das Potenzgesetz beschreibt den konstanten Verlauf des Restitutionskoeffizienten bei höheren Geschwindigkeiten sehr gut, den starken Anstieg bei niedrigen Geschwindigkeiten dagegen nicht.

### 4.3 Massentransfer: Akkretionseffizienz

In den Kollisionen mit Massentransfer liegt der Schwerpunkt der Analyse auf der Auswertung der Akkretionseffizienz. Diese gibt an, wie viel Masse in der Kollision vom einen zum anderen Kollisionspartner übertragen wird. Dies ist insbesondere für Kollisionen von Körpern unterschiedlicher Größe in protoplanetaren Scheiben von Interesse.

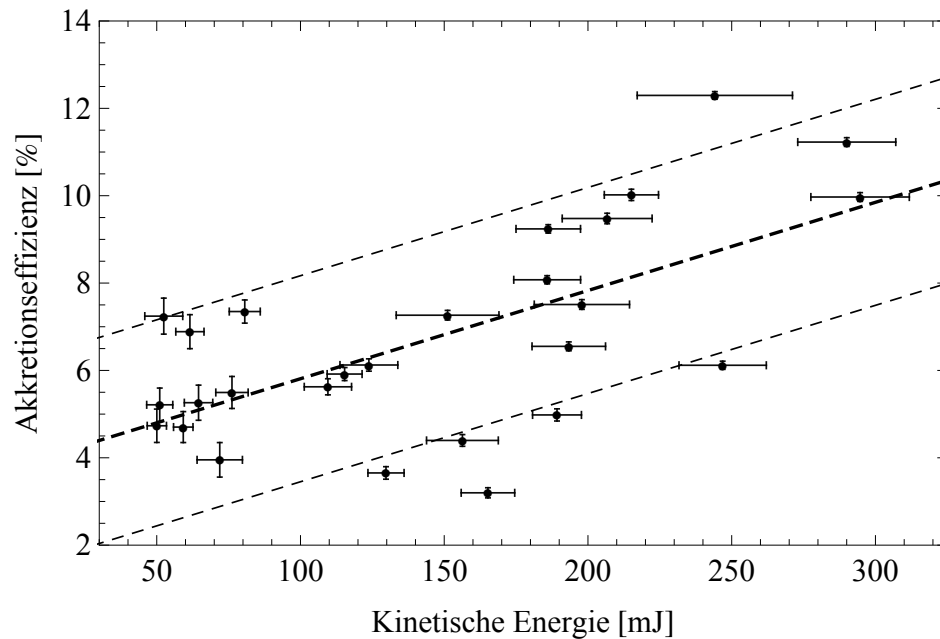
#### Abhängigkeit der Akkretionseffizienz von Kollisionsparametern

In den Experimenten mit porösen Staubagglomeraten im Labor bleibt bei niedrigen Kollisionsenergien ein kleiner Teil des Projektils am Target haften. Diese gewachsene Struktur löst sich auch nicht vom Target, wenn man dieses nach dem Experiment aus der Vakuumkammer nimmt und umdreht. Es handelt sich also um Massentransfer vom Projektil zum Target.

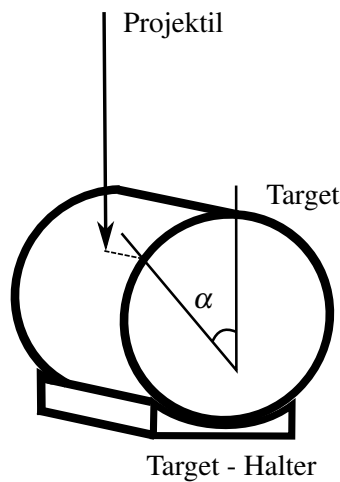
Die auf dem Target gewachsene Struktur haftet zwar am Target, kann aber mit Kraft entfernt werden. Die Struktur wird dann gewogen und die Akkretionseffizienz  $e_{ak}$  berechnet, indem die Masse der Struktur durch die Masse des Projektils geteilt wird (Gleichung 11). Abb. 29 zeigt  $e_{ak}$  in Abhängigkeit von der Kollisionsenergie.

In Abb. 29 zeigt sich deutlich, dass die Akkretionseffizienz auch für ähnliche Kollisionsenergien eine recht hohe Streuung aufweist. Dies liegt unter anderem daran, dass  $e_{ak}$  nicht nur von der Kollisionsenergie abhängt, sondern auch von anderen Kollisionsparametern, etwa der Differenz im Füllfaktor  $\Delta\Phi$  oder dem Kollisionswinkel  $\alpha$ .





**Abbildung 29:** Akkretionseffizienz: die mittlere gestrichelte Linie zeigt einen linearen Fit, die dünneren Linien zeigen die Streuung der Ergebnisse (Deckers und Teiser, 2014).



Zunächst wird hier die Abhängigkeit vom Kollisionswinkel betrachtet. Der Kollisionswinkel  $\alpha$  ist definiert als Winkel zwischen Auftreffpunkt des Projektils und der Mitte des Zylindermantels (siehe Skizze in Abb. 30). Bei der Fehlerrechnung wird ein Fehler von zwei Pixeln angenommen.

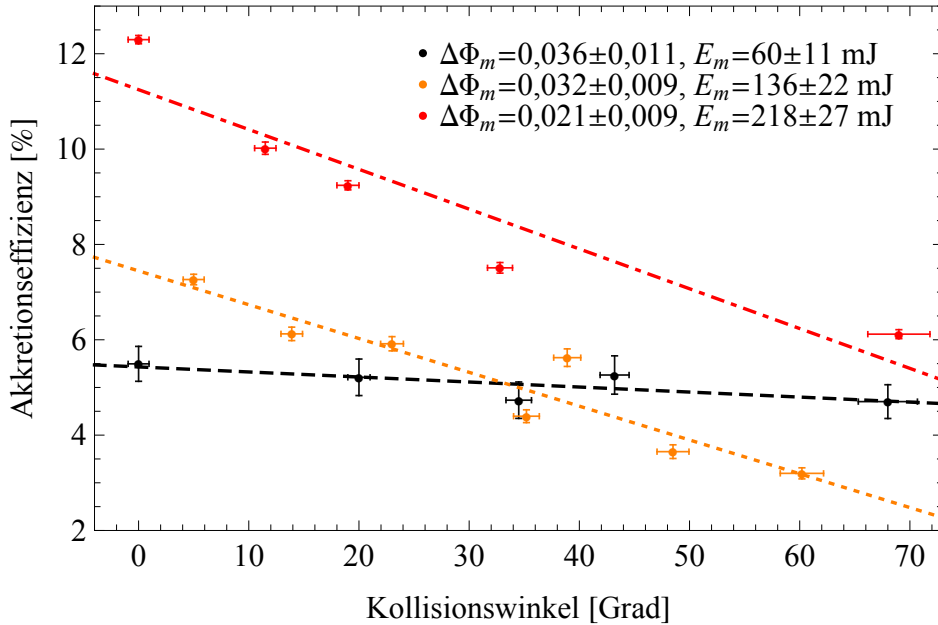
**Abbildung 30:** Kollisionswinkel  $\alpha$  (Deckers und Teiser, 2014).

In Abb. 31 sind die Kollisionen in drei Gruppen eingeteilt, zu erkennen an den unterschiedlichen Farben der Datenpunkte. In jeder Gruppe haben die einzelnen Kollisionen ähnliche kinetische Energie und Differenz im Füllfaktor. Mittelwert und Standardabweichung dieser beiden Parameter sind in Abb. 31 für jede der drei Gruppen enthalten.

Die eingezeichneten Linien sind lineare Fits an die Datenpunkte mit der Gleichung

$$e_{ak}(\alpha) = e_{ak,i}(\alpha = 0) + w_i \left( \frac{\%}{\text{Grad}} \right) \alpha, \quad (21)$$

wobei  $e_{ak,i}$  und  $w_i$  der Achsenabschnitt bzw. die Steigung für die drei Gruppen aus Abb. 31 sind (die Werte sind in Tabelle 3 zusammengefasst). Bei kleinen Kollisionsenergien (schwarze Punkte) ist die Akkretionseffizienz praktisch konstant, hängt also nicht vom Winkel ab. Dies ist bei mittleren und höheren Kollisionsenergien (orange und rote Punkte) anders, hier nimmt  $e_{ak}$  mit größerem Winkel ab. Dies bedeutet, dass  $e_{ak}$  für eine zentrale Kollision am höchsten ist und bei dezentralen Kollisionen mit zunehmendem Winkel abnimmt.



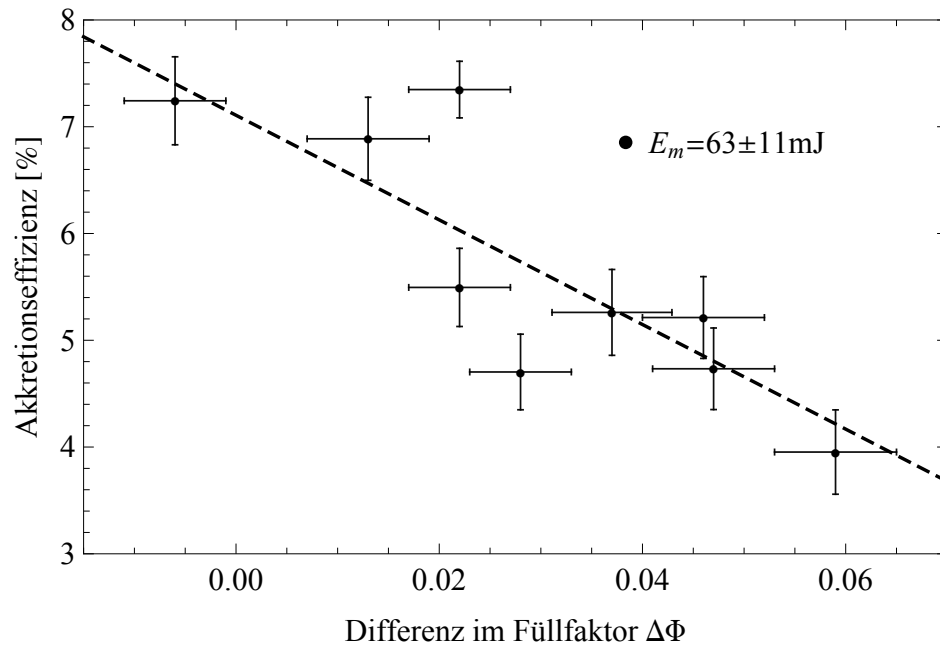
**Abbildung 31:** Abhängigkeit der Akkretionseffizienz vom Kollisionswinkel. Die Linien zeigen Fits an die Daten. Dazu sind Mittelwerte für  $\Delta\Phi$  und  $E$  der in drei Gruppen eingeteilten Daten angegeben (Deckers und Teiser, 2014).

Im weiteren kann man nun die Abhängigkeit der Akkretionseffizienz von der Differenz im Füllfaktor zwischen Projektil und Target analysieren, die hier definiert ist als  $\Delta\Phi = \Phi_p - \Phi_t$ . Die Kollisionen bei niedriger Energie eignen sich dafür am Besten, da diese wie erwähnt nicht vom Kollisionswinkel abhängen. Hier zeigt sich also für Kollisionen mit ähnlicher Kollisionsenergie, Mittelwert und Standardabweichung sind wiederum in Abb. 32 angegeben, sehr gut die Abhängigkeit von  $\Delta\Phi$ .

Die in Abb. 32 eingezeichnete gestrichelte Linie ist ein linearer Fit an die Datenpunkte nach

$$e_{ak}(\Delta\Phi) = e_{ak}(\Delta\Phi = 0) + f \Delta\Phi, \quad (22)$$

deren Achsenabschnitt und Steigung ebenfalls in Tabelle 3 zu finden sind. Die Akkretionseffizienz nimmt mit zunehmender Differenz im Füllfaktor ab. Das heißt, je kompakter das Projektil ist im Vergleich zum Target, desto geringer ist  $e_{ak}$ . Die Akkretionseffizienz steigt bei negativer Differenz im Füllfaktor, wenn also das Projektil weniger kompakt ist als das Target.



**Abbildung 32:** Abhängigkeit der Akkretionseffizienz von der Differenz im Füllfaktor und Fit an die Daten (Deckers und Teiser, 2014).

Nimmt man nun die Abhängigkeit der Akkretionseffizienz von Kollisionswinkel und Differenz im Füllfaktor, kann man die Abhängigkeit von der Kollisionsenergie bestimmen. Dazu berechnet man mit den aus Abb. 31 und Abb. 32 erhaltenen Steigungen der Geradengleichungen 21 und 22 die normierte Akkretionseffizienz  $e_{ak,n} = e_{ak}(E, \Delta\Phi = 0, \alpha = 0)$ , also für eine zentraler Kollision ohne Differenz im Füllfaktor.

Diese erhält man nach folgender Gleichung:

$$e_{ak}(E, \Delta\Phi = 0, \alpha = 0) = e_{ak}(E, \Delta\Phi, \alpha) - f\Delta\Phi - w_i\alpha,$$

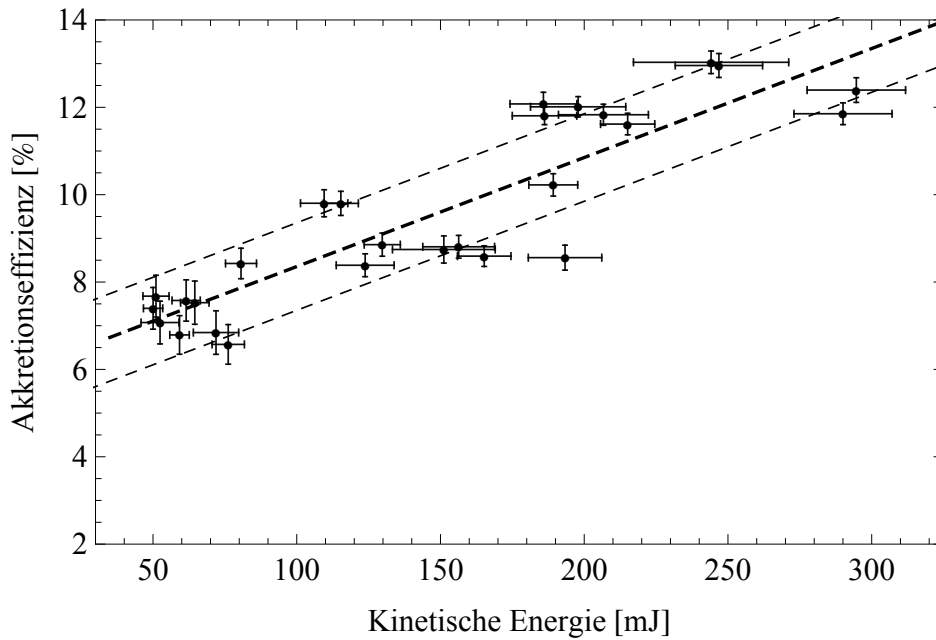
mit den Steigungen der Geraden  $b$  und  $c_i$  aus Abb. 31 und Abb. 32 (siehe Tabelle 3).

Abb. 33 zeigt die normierte Akkretionseffizienz in Abhängigkeit der Kollisionsenergie.

Die dicke schwarze Linie ist ein linearer Fit mit der Gleichung

$$e_{ak}(E) = e_{ak}(E = 0) + k \left( \frac{\%}{\text{mJ}} \right) E, \quad (23)$$

die dünnen Linien zeigen die Standardabweichung. Die Akkretionseffizienz nimmt mit der Kollisionsenergie zu, die Parameter der Geradengleichung sind in Tabelle 3 gelistet.



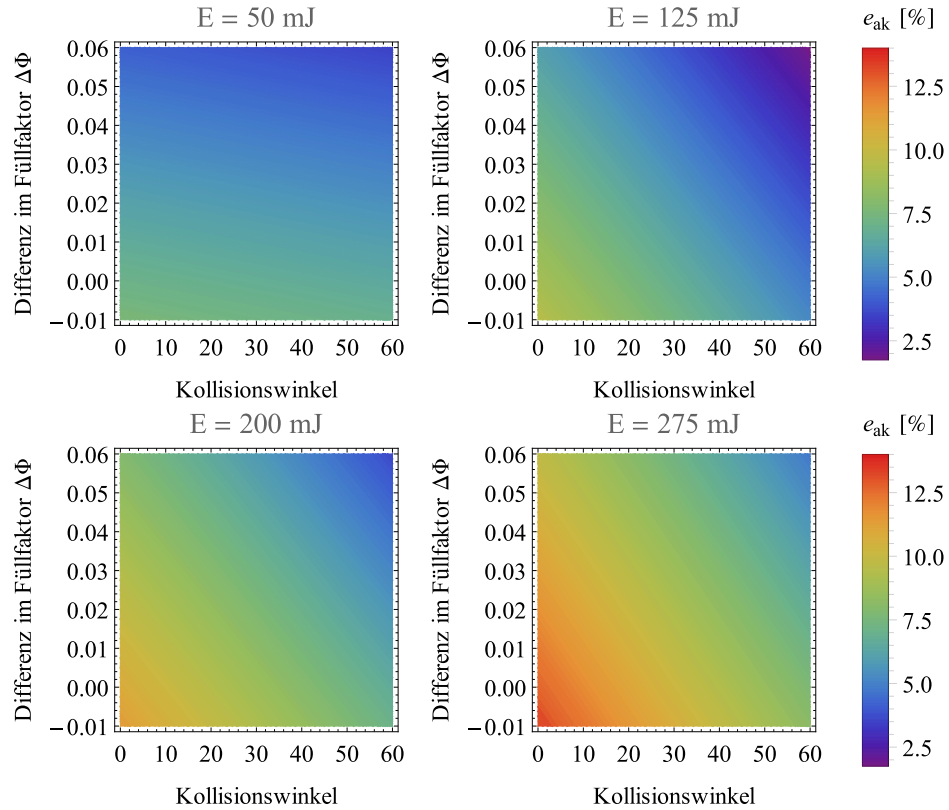
**Abbildung 33:** Normierte Akkretionseffizienz. Die gestrichelte Linie in der Mitte zeigt einen Fit, die beiden äußeren die Streuung der Ergebnisse (Deckers und Teiser, 2014).

Insgesamt erhält man auf diese Weise eine empirische Gleichung, die die Abhängigkeit der Akkretionseffizienz von den Kollisionsparametern, also kinetische Energie, Differenz im Füllfaktor und Kollisionswinkel, beschreibt. Dies geschieht unter der Annahme, dass die in Abb. 31, 32 und 33 bestimmten Steigungen der Akkretionseffizienz für die jeweiligen Parameter unabhängig von den anderen Parametern ist.

Entsprechend werden die aus diesen Abbildungen erhaltenen Geradengleichungen addiert, um eine Gleichung für  $e_{ak}(E, \Delta\Phi, \alpha)$  zu erhalten:

$$e_{ak}(E, \Delta\Phi, \alpha) = e_{ak,0} + kE + f\Delta\Phi + w_i\alpha \quad (24)$$

Dabei ist  $e_{ak,0} = e_{ak}(\Delta\Phi = 0, \alpha = 0) = e_{ak,n}(E = 0)$  der Grundwert der Akkretionseffizienz, denn für  $\Delta\Phi = 0$  bzw.  $\alpha = 0$  ist  $e_{ak} \neq 0$ . Diesen erhält man als Achsenabschnitt des linearen Fits in Abb. 33. Der Achsenabschnitt gibt die Akkretionseffizienz für  $\Delta\Phi = 0$  und  $\alpha = 0$  bei  $E = 0$  an, ist also nicht durch die Steigung von  $e_{ak}$  mit  $E$  beeinflusst. In den Graphen in Abb. 31 und Abb. 32 hängen die Achsenabschnitte jeweils noch von den beiden anderen Parametern ab, den Grundwert erhält man also nur wenn man diese wechselseitige Abhängigkeit vernachlässigt.



**Abbildung 34:** Akkretionseffizienz nach Gleichung 24 bei unterschiedlichen kinetischen Energien. Die Balken zeigen die den Werten der Akkretionseffizienz zugeordneten Farben.

In Abb. 34 sind die aus Gleichung 24 erhaltenen Akkretionseffizienzen bei unterschiedlichen kinetischen Energien in Konturdiagrammen dargestellt. Die Konturdiagramme veranschaulichen die Abhängigkeit der Akkretionseffizienz  $e_{ak}$  von den unterschiedlichen

Kollisionsparametern. Bei niedrigen Kollisionsenergien nimmt  $e_{ak}$  mit steigender Differenz im Füllfaktor  $\Delta\Phi$  ab, ist jedoch weitgehend unabhängig vom Kollisionswinkel  $\alpha$ . Bei höheren Kollisionsenergien nimmt  $e_{ak}$  nicht nur mit steigendem  $\Delta\Phi$ , sondern auch zu höheren Winkeln ab. Beim Vergleich der vier Konturdiagramme sieht man zudem deutlich, dass  $e_{ak}$  mit steigender Kollisionsenergie zunimmt.

k	0,025 %/mJ
f	-49 %
$w_1$	-0,01 %/Grad
$e_{ak,1}(\alpha = 0)$	5,43 % $E \lesssim 80\text{mJ}$
$w_2$	-0,071 %/Grad
$e_{ak,2}(\alpha = 0)$	7,45 % $80\text{mJ} \lesssim E \lesssim 170\text{mJ}$
$w_3$	-0,084 %/Grad
$e_{ak,3}(\alpha = 0)$	11,25 % $170\text{mJ} \lesssim E \lesssim 250\text{mJ}$
$e_{ak}(\Delta\Phi = 0)$	7,1 %
$e_{ak,0}$	5,86 %

**Tabelle 3:** Werte der Parameter in Gleichung 24.

### Vergleich zu anderen Experimenten und zu Simulationen

Bisher gibt es nur eine überschaubare Anzahl an Simulationen und Experimenten, die Massentransfer in Kollisionen von porösen Staubagglomeraten untersucht. Beitz et al. (2011) untersuchen in ihren Experimenten unter anderem die Kollisionen von zwei zylindrischen Zentimeter großen porösen Staubagglomeraten aus dem gleichen Quarzstaub. Die von Beitz et al. (2011) verwendete Geometrie der Kollisionen unterscheidet sich jedoch, da sie ein poröseres Projektil mit einem kompakteren Target kollidieren lassen. Die Akkretionseffizienz nimmt dabei zu, je poröser das Projektil im Vergleich zum Target ist. Dies stimmt gut mit den hier durchgeführten Experimenten überein, bei denen die Akkretionseffizienz ebenfalls ansteigt, wenn das Projektil poröser als das Target ist.

Weiterhin finden Beitz et al. (2011) in ihren Kollisionsexperimenten, dass die Akkretionseffizienz mit steigender Geschwindigkeit zunimmt, sowohl bei sphärischen als auch bei zylindrischen Agglomeraten. Auch dieses Verhalten findet sich hier wieder, denn die Akkretionseffizienz nimmt mit steigender kinetischer Energie zu. Auch bei den Experimenten von Kothe et al. (2010) steigt die Akkretionseffizienz mit steigender Geschwindigkeit. Kothe et al. (2010) untersuchen Kollisionen von hoch porösen Millimeter großen Projektilen ( $\Phi = 0,15$ ) mit Zentimeter großen kompakteren Targets, deren Füllfaktor in etwa dem der

hier verwendeten Agglomerate entspricht, bei Geschwindigkeiten zwischen  $1,5 \text{ ms}^{-1}$  und  $6 \text{ ms}^{-1}$ . Wurm et al. (2005) hingegen finden keine Abhängigkeit der Akkretionseffizienz von der Geschwindigkeit. Vielmehr bleibt diese in Kollisionen von Millimeter und Zentimeter großen Agglomeraten (jeweils  $\Phi \approx 0,34$ ) für Geschwindigkeiten zwischen  $6 \text{ ms}^{-1}$  und  $15 \text{ ms}^{-1}$  mehr oder weniger konstant bei 10%.

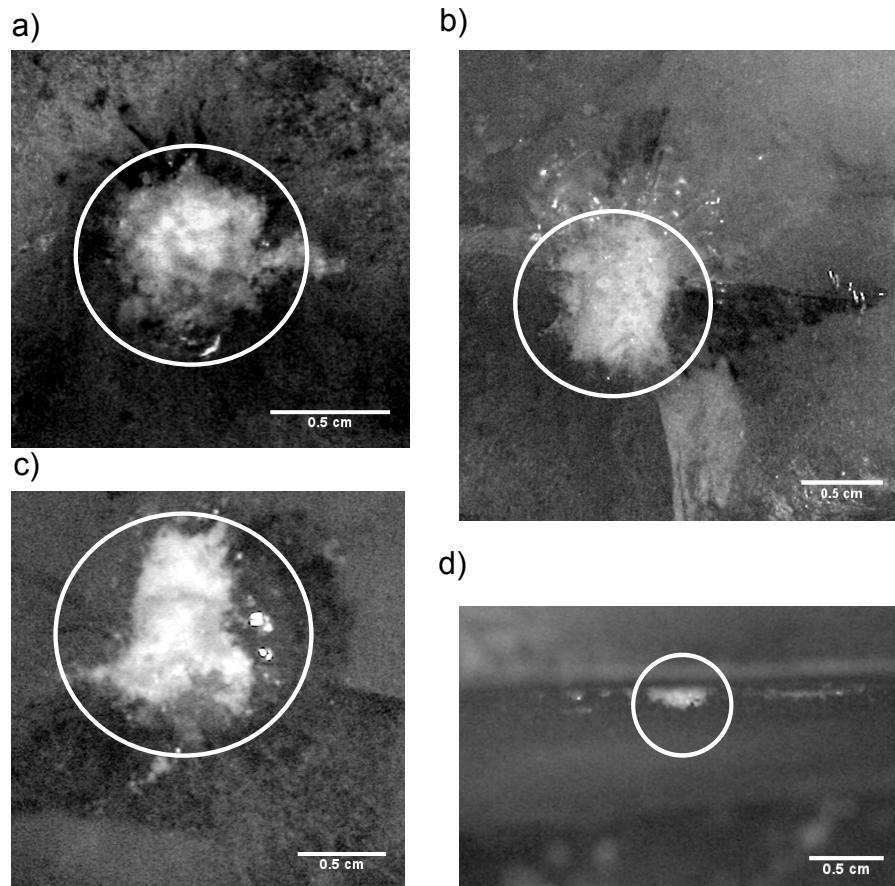
Neben experimentellen Untersuchungen wurden Kollisionen mit Massentransfer auch schon in Simulationen behandelt, etwa in den SPH Simulationen von Geretshauser et al. (2011) und Meru et al. (2013). Meru et al. (2013) analysieren dabei vor allem den Einfluss der Porosität der kollidierenden Agglomerate. In ihren Simulationen kollidieren Projektil mit Radius zwischen 2 cm und 10 cm auf Targets mit einem Radius von 10 cm. Der Füllfaktor der Agglomerate variiert dabei zwischen 0,15 und 0,55. Aus den Ergebnissen ihrer Simulationen schließen sie, dass Massentransfer für kompaktere Agglomerate mit Füllfaktor größer als 0,37 signifikant reduziert ist, wenn nicht gar unmöglich wird. Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Experimente zeigen, dass Massentransfer auch bei kompakteren Agglomeraten für Geschwindigkeiten um die  $7 \text{ ms}^{-1}$  möglich ist, sofern die kinetische Energie der Projektil nicht zu hoch ist. Meru et al. (2013) führen jedoch für kompaktere Agglomerate auch kaum Simulationen zu Kollisionen mit kleinen Projektilen durch, sondern beschränken sich im wesentlichen auf Projektil mit Radius von 6 cm. Dies könnte eine möglich Erklärung dafür sein, warum Meru et al. (2013) für kompaktere Agglomeraten Massentransfer ausschließen.

### Massentransfer in Eiskollisionen

Auch in den Eiskollisionen wird Massentransfer vom Projektil zum Target beobachtet (zu sehen im letzten Bild unter a) in Abb. 22). Im Gegensatz zu den Kollisionen mit porösen Staubagglomeraten lässt sich die gewachsene Struktur nicht vom Target lösen, ohne diese zu zerstören. Die transferierte Masse lässt sich auch nicht mit einer Waage bestimmen, denn sie beträgt in manchen Experimenten nur einige mg. Bei einer Waage, die die Masse eines Targets um die 1300 g messen kann, reicht die Messgenauigkeit nicht für die Messung einer so kleinen Differenz aus. Daher wird die Masse der Struktur aus Aufnahmen nach der Kollision abgeschätzt.

Abb. 35 zeigt einige Beispiele dieser Aufnahmen, in den Bildern a) bis c) mit Blick auf die obere Fläche des Zylinders, in Bild d) sieht man die Höhe der Struktur. In den Bildern ist der Kontrast erhöht worden, damit man die Struktur, markiert durch die weißen Kreise, besser erkennen kann. Aus beiden Perspektiven zusammen lässt sich das Volumen der Struktur berechnen. Die Fläche der Struktur erhält man aus Bildern wie in a) bis c), die Höhe aus einem Bild wie in d). Daraus erhält man wiederum – wie in den Kollisionen mit Staubagglomeraten unter der Annahme, dass sich Füllfaktor und Dichte in der Kollision

nicht ändern – die Masse der Struktur.

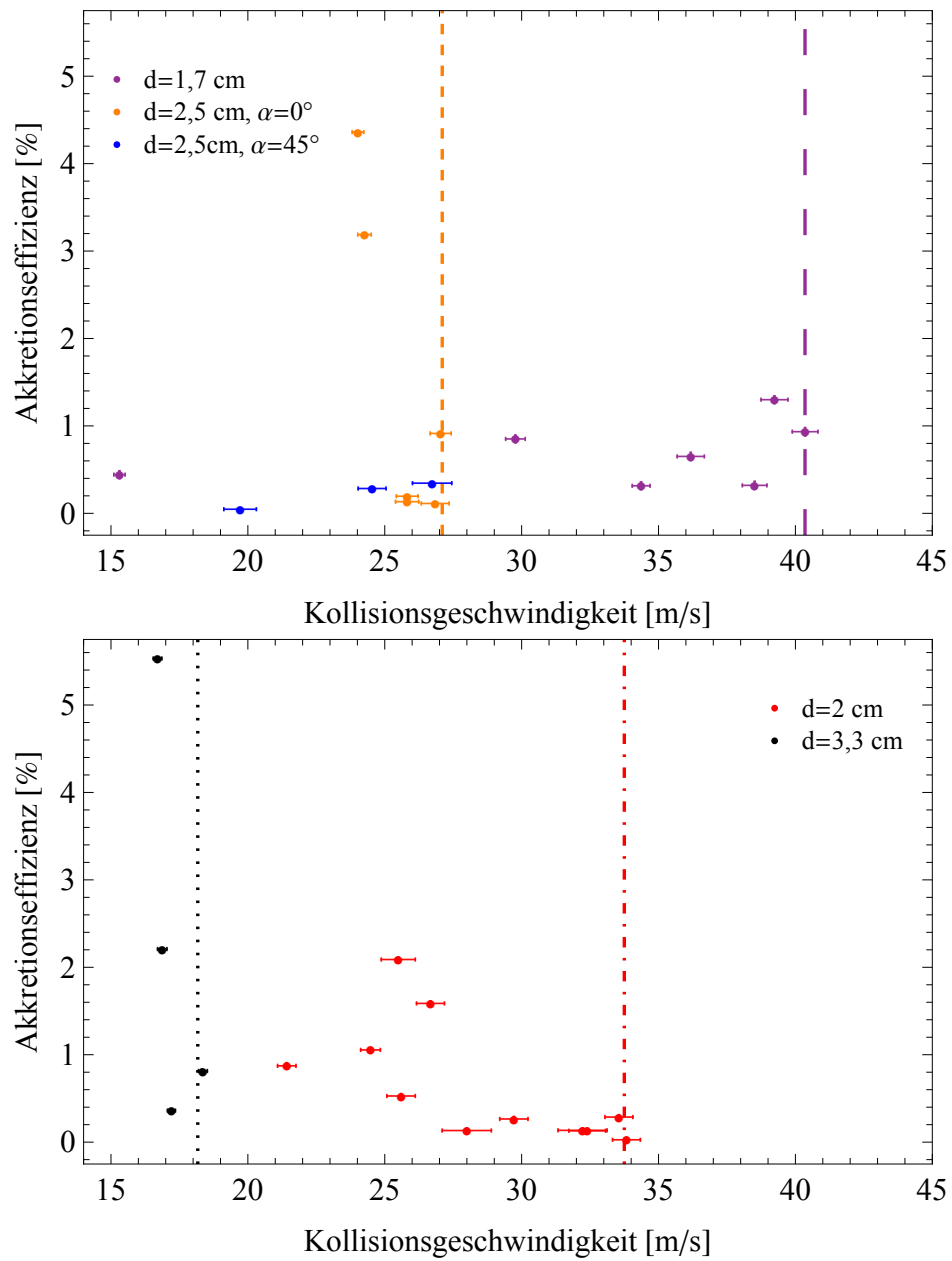


**Abbildung 35:** Bilder der gewachsenen Strukturen auf verschiedenen Targets, markiert durch die weißen Kreise. In a) bis c) mit Sicht von oben, in d) von der Seite. In den Bildern wurde der Kontrast erhöht, um die Struktur besser erkennen zu können (Deckers und Teiser, 2016).

Abb. 36 zeigt die Akkretionseffizienz für Kollisionen mit Projektilen unterschiedlicher Größe in Abhängigkeit der Kollisionsgeschwindigkeit. Im Gegensatz zu den Akkretionseffizienzen in den Kollisionsexperimenten mit porösen Staubagglomeraten im vorherigen Abschnitt lässt sich hier nur schwerlich eine systematische Abhängigkeit der Akkretionseffizienz analysieren. Dies liegt an der geringen Zahl der Ergebnisse pro Projektilgröße und an der Streuung der Daten. Dennoch lassen sich Tendenzen in den in Abb. 36 dargestellten Ergebnissen erkennen. Zum einen nehmen die Akkretionseffizienzen für die einzelnen Projektilgrößen mit steigender Geschwindigkeit tendenziell eher ab – Ausnahme sind die Projektilen mit  $d = 1,7\text{ cm}$ . Dies ist anders als bei Kollisionen von Zentimeter und Dezimeter großen porösen Staubagglomeraten, wo die Akkretionseffizienz mit steigender



Geschwindigkeit bzw. kinetischer Energie zunimmt (Abb. 33 oder Beitz et al. (2011)).



**Abbildung 36:** Akkretionseffizienz in den Eiskollisionen. Die Linien zeigen die Geschwindigkeiten, ab der man keinen Massentransfer mehr beobachtet (Deckers und Teiser, 2016).

Zum anderen gibt es einen Trend, dass bei größeren Projektilen die maximale Akkretionseffizienz höher ist. Für Projektile mit  $d = 3,3\text{ cm}$  etwa liegt die höchste Akkretionseffizienz bei etwa 5,5%, bei Projektilen mit  $d = 1,7\text{ cm}$  dagegen nur bei etwa 1,3%.

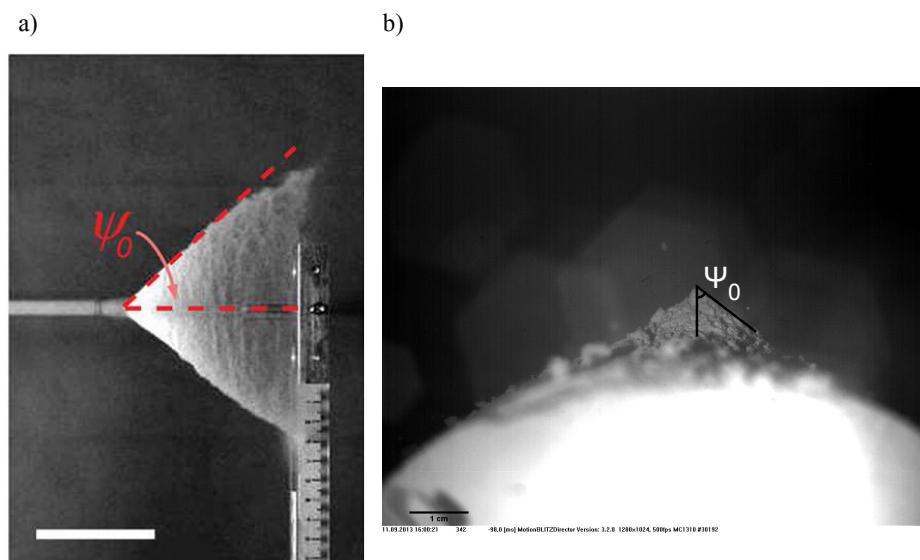
Ein Vergleich von Kollisionen mit  $\alpha = 45^\circ$  und  $\alpha = 0^\circ$  zeigt, dass die Grenze zwischen Kollisionen mit und ohne Massentransfer nicht vom Winkel abhängt (siehe Abb. 25). Im Gegensatz zu den Experimenten mit porösen Staubagglomeraten, wo die Akkretionseffizienz schon bei Winkeln bis  $\alpha = 45^\circ$  bis zu einem Faktor zwei abnimmt (dargestellt in Abb. 31), lässt sich bei den Eiskollisionen eine Abhängigkeit der Akkretionseffizienz vom Kollisionswinkel nur schwer analysieren. Zwar sind die Akkretionseffizienzen bei  $\alpha = 45^\circ$  mit deutlich unter 1% alle sehr klein, jedoch liegen hier nur drei Datenpunkte vor und bei  $\alpha = 0^\circ$  ist die Akkretionseffizienz nahe der Grenzgeschwindigkeit ähnlich niedrig.

In anderen Kollisionsexperimenten mit Eis wurde bislang kein Massentransfer beobachtet. Dies liegt unter anderem daran, dass andere Experimente nicht exakt mit diesem hier vergleichbar sind. Arakawa et al. (1995) beispielsweise untersuchen zwar ebenfalls die Kollisionen von einem kleineren Projektil auf ein größeres Target, beide aus solidem Eis, bei Geschwindigkeiten zwischen  $30\text{ ms}^{-1}$  und  $50\text{ ms}^{-1}$ . Die bei diesen Geschwindigkeiten untersuchten Targets sind jedoch deutlich kleiner, die Masse liegt nur bei 25 g bis 35 g. In allen von Arakawa et al. (1995) untersuchten Kollisionen liegt die spezifische Energie deutlich höher als in den hier präsentierten Experimenten, der niedrigste Wert liegt bei  $Q = 41,9\text{ J kg}^{-1}$ . Auch Shimaki und Arakawa (2012) untersuchen Kollisionen bei ähnlichen Geschwindigkeiten. Bei ihren Experimenten verwenden sie Projektile mit Massen zwischen 0,3 g bis 1,6 g und Targets mit Massen von 30 g bis 60 g. Die spezifischen Energien liegen bei etwa 20 der Kollisionen unter  $Q = 5\text{ J kg}^{-1}$  und damit in dem auch hier untersuchten Bereich. Die von Shimaki und Arakawa (2012) untersuchten Eiskugeln weisen jedoch eine deutlich höhere Porosität zwischen 30% und 70% auf. Shimaki und Arakawa (2012) beobachten beispielsweise, dass das Projektil vollständig in das Target eindringt oder dieses gar komplett zerstört. Solch ein Verhalten wird bei den in dieser Arbeit analysierten Experimenten nicht beobachtet, da hier Kollisionen von solidem Eis analysiert werden. Die Porosität beeinflusst die Kollisionseigenschaften also entscheidend, daher lassen sich die Ergebnisse der Experimente nicht direkt miteinander vergleichen.

#### **Massentransfer bei Staub und Eis im Vergleich**

In den Experimenten mit porösen Staubagglomeraten bleibt bei Massentransfer eine konische Struktur auf dem Target haften. Strukturen dieser Form finden sich auch in vergleichbaren Kollisionsexperimenten (Teiser und Wurm, 2009; Beitz et al., 2011). Wie genau sich diese Struktur in der Kollision bildet, lässt sich in den Aufnahmen der Kamera nur

erahnen, denn die große Menge an Fragmenten verdeckt die Kollisionsstelle (siehe Abb. 43). Die Vermutung liegt jedoch nahe, dass der Teil des Projektils, der das Target zuerst trifft, dort hängenbleibt. Das Projektil bricht auseinander und der restliche Teil des Materials bewegt sich an der entstandenen Struktur, diese hat stets eine konische Form, vorbei. Möglicherweise vollzieht sich hier ein Phasenübergang von einem Zustand, in dem die Materie durch Kohäsion gebunden ist, zu einem Verhalten wie bei granularer Materie. Ein Vergleich zu Experimenten von Cheng et al. (2007) legt diese Schlussfolgerung nahe. Cheng et al. (2007) untersuchen Kollisionen eines Strahls aus granularer Materie mit einem festen Target. Sobald das Target kleiner als der Durchmesser des Strahls ist, fließt der Strahl in einer konischen Form um das Target, die der auf den Staubtargets entstandenen Struktur auffallend ähnelt. Abb. 37 zeigt eine Momentaufnahme aus einem Experiment von Cheng et al. (2007) im Vergleich zu einer konischen Struktur auf einem Staubtarget nach einer Kollision.



**Abbildung 37:** Vergleich der Experimente von Cheng et al. (2007) (a) und Massentransfer in einer Kollision poröser Staubagglomerate (b).

In den Eiskollisionen mit Massentransfer hat die auf dem Target gewachsene Struktur häufig ebenfalls eine konische Form. Dies deutet darauf hin, dass hier ebenfalls der zuerst auf das Target treffende Teil des Projektils darauf haften bleibt. Offenbar verhalten sich die soliden Eisprojekte jedoch nicht identisch zu den porösen Staubagglomeraten. Bei höheren Geschwindigkeiten, und damit einhergehend höherer kinetischer Energie, gibt es in den Eiskollisionen keinen Massentransfer zum Target mehr. Weder aus den hier gezeigten Ergebnissen, noch aus vorherigen Analysen geht zweifelsfrei hervor, warum es eine

obere Grenze für den Massentransfer gibt. Jedoch lassen sich aus einem Vergleich mit dem in den Experimenten mit porösen Staubagglomeraten beobachteten Massentransfer einige Rückschlüsse für diese obere Grenze ziehen. Dies könnte daran liegen, dass die direkt beim Auftreffen des Projektils auf dem Target entstandene Struktur vom später auftreffenden Rest des Projektils wieder zerstört wird. Diese These lässt sich alleine aus den Kameraaufnahmen nicht zweifelsfrei nachweisen. Die Tatsache, dass die Grenze zu Kollisionen ohne Massentransfer mit der Projektilgröße abnimmt (siehe Abb. 24), unterstützt diese These jedoch. Die größere Masse des später auftreffenden Materials bei größeren Projektilen führt zu einer Verschiebung der Grenze zu niedrigeren Geschwindigkeiten. Ein weiteres Indiz liefert die mit steigender Geschwindigkeit tendenziell abnehmende Akkretionseffizienz (siehe Abb. 36).

### 4.4 Analyse der Fragmente aus Kollisionen

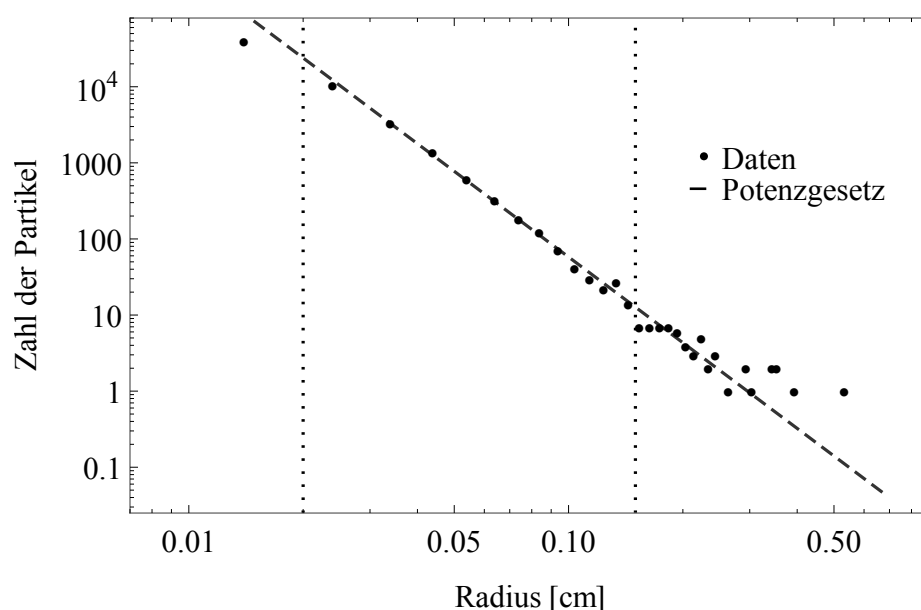
In den Kollisionen von Zentimeter großen Projektilen auf Dezimeter große Targets wird, bei ausreichend hoher kinetischer Energie, das Projektil auseinander gerissen und es entstehen Fragmente. Hier sollen nun sowohl die Größenverteilung dieser Fragmente als auch deren Geschwindigkeit analysiert werden. Diese sind für die weitere Entwicklung nach Kollisionen von Körpern unterschiedlicher Größe in protoplanetaren Scheiben interessant.

#### Größenverteilung der Projektilfragmente

In den Experimenten mit porösen Staubagglomeraten bricht das Projektil stets auseinander, die dabei entstehenden Fragmente landen im Kasten in dem sich das Target innerhalb der Vakuumkammer befindet (siehe Abb. 11). Um die Größenverteilung zu bestimmen werden die kleineren Fragmente auf einer Platte verteilt und anschließend mit einer Kamera aufgenommen. Aus diesen Aufnahmen kann man durch Binarisierung der Bilder die projizierte Fläche berechnen. Aus der Fläche wiederum kann man, unter der Annahme sphärischer Partikel, dann den Partikelradius bestimmen. Für die hier gemachten Aufnahmen liegt die untere Auflösungsgrenze bei einer Fläche von fünf Pixeln – dies entspricht einem Radius von 0,004 cm. Größere Partikel werden mit einer Waage gewogen. Aus der Masse kann man dann durch Umstellen von Gleichung 6 den Radius bestimmen - wieder unter der Annahme sphärischer Partikel. Für beide Berechnungen wird angenommen, dass sich der Füllfaktor des Projektils in der Kollision nicht ändert. Abb. 38 zeigt exemplarisch eine Größenverteilung, es handelt sich dabei um die Verteilung aus Experiment Nr. 17 aus Tabelle 5 (siehe Anhang) bei einer Kollisionsenergie von 290 mJ.

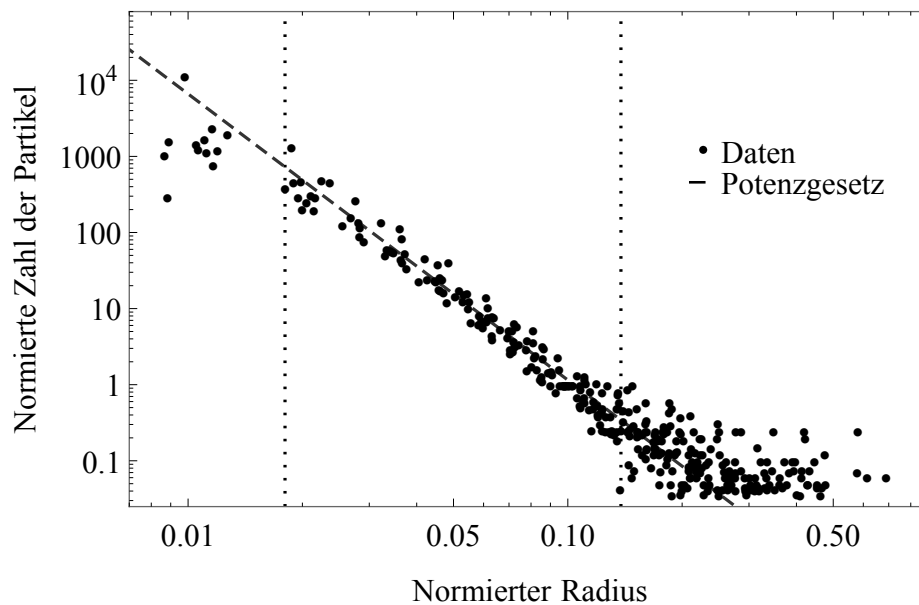
Aus der Berechnung der Größe der Fragmente erhält man ein Histogramm, in dem jede

Klasse - in diesem Zusammenhang wird häufig auch der englische Begriff „bin“ verwendet - eine Größe von 0,01 cm hat. In Abb. 38 ist die aus diesem Histogramm erhaltene Partikelzahl für diese Klassen gegen den Partikelradius aufgetragen. Die gestrichelte Linie zeigt ein an die Daten gefittetes Potenzgesetz – nach der Formel  $N \propto r^b$ , mit Radius  $r$  und Anzahl der Partikel  $N$  – mit Exponent  $b = -3,7 \pm 0,1$ . Die gepunkteten Linien zeigen, in welchem Bereich des Radius die Datenpunkte gefittet wurden. Zu kleineren Radien hin weicht die Partikelzahl vom Potenzgesetz ab, da die untere Auflösungsgrenze bei fünf Pixeln liegt und kleinere Partikel bei der Auswertung wegfallen.



**Abbildung 38:** Fragmentverteilung aus Kollision Nr. 17 aus Tabelle 5 (Deckers und Teiser, 2014).

Insgesamt wurden auf diese Weise zwölf Fragmentverteilungen von Kollisionen bei unterschiedlichen Kollisionsenergien aufgenommen. Alle Verteilungen folgen einem Potenzgesetz, wie in Abb. 38 gezeigt. Der Mittelwert des aus den Anpassungen erhaltenen Exponenten beträgt  $-3,8 \pm 0,3$ , wobei der Fehler die Standardabweichung der zwölf Messwerte wiedergibt. In Abb. 39 ist eine Übersicht über alle Verteilungen zu sehen. Zur besseren Vergleichbarkeit der Fragmentverteilungen unterschiedlicher Projektile wird sowohl die Zahl als auch der Radius der Partikel normiert. Der Radius wird dabei auf den Radius einer Kugel mit der Masse des Projektils normiert, die Partikelzahl auf die Anzahl bei einem normierten Radius von 0,1. Die gestrichelte Linie zeigt auch hier den Fit mit einem Potenzgesetz, mit Exponent  $-3,8$ , die gepunkteten Linien den Bereich des Fits.

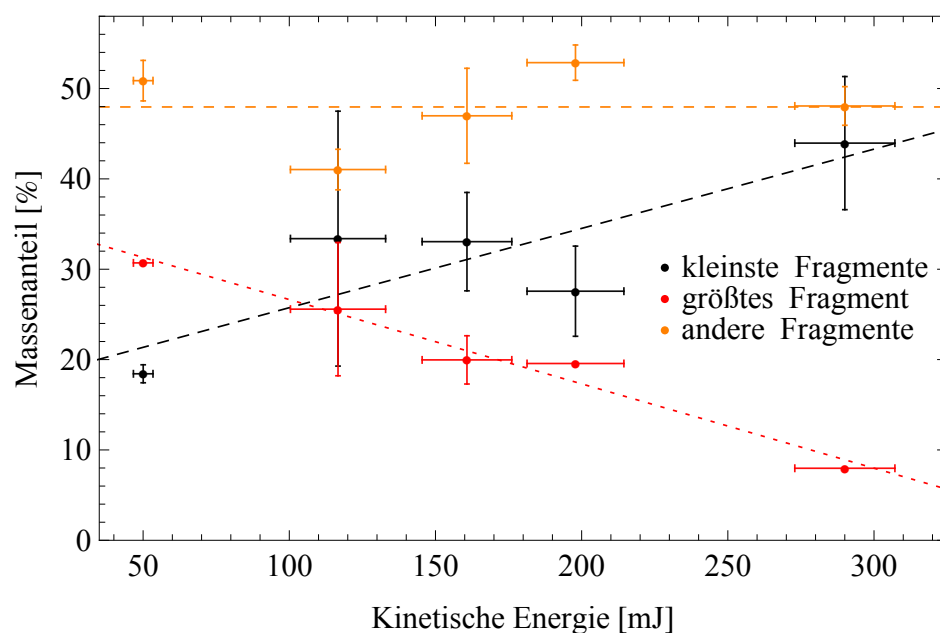


**Abbildung 39:** Übersicht über alle berechneten Fragmentverteilungen (Deckers und Teiser, 2014).

Aus dem für die kleineren Fragmente in den Kollisionen mit porösen Staubagglomeraten errechneten Radius lässt sich die Masse nach Gleichung 6 berechnen, auch hier unter der Annahme, dass sich der Füllfaktor nicht ändert. Abb. 40 zeigt die Massenverteilung der Projektilfragmente bei Kollisionen mit unterschiedlichen Kollisionsenergien. Dabei ist hier der Wert aus einzelnen Kollisionen oder der Mittelwert des Massenanteils zweier Kollisionen bei ähnlichen Energien dargestellt. Die Fehlerbalken zeigen die Fehler aus der Fehlerfortpflanzung und bei Mittelwertbildung mehrerer Ergebnisse zusätzlich noch die Standardabweichung.

Die Fragmente sind in Abb. 40 nach ihrer Größe in drei Gruppen eingeteilt. Die schwarzen Datenpunkte zeigen die kleinsten Fragmente, alle mit Radius kleiner als 0,1cm. Die roten Punkte zeigen den Anteil des größten Fragmentes der Verteilung. Hier wurden dabei nur Verteilungen berücksichtigt, in denen das größte Fragment einen Radius von mehr als 0,4cm hat. Bei den Verteilungen ohne ein Fragment dieser Größe kann man nicht ausschließen, dass das größte Fragment in sekundären Kollisionen erst auseinandergebrochen ist und somit die Massenanteile verfälscht sind. In ihren Experimenten finden Kothe et al. (2010) Fragmentation von Millimeter großen Aggregaten bei Geschwindigkeiten von einigen  $\text{ms}^{-1}$ . Eine Analyse der Fragmentgeschwindigkeiten, zu finden im nächsten Abschnitt, zeigt, dass sich größere Fragmente mit bis zu  $2\text{ms}^{-1}$  vom Ort der Kollision weg bewegen. Daher die Vermutung, dass in einigen Kollisionen das größte Fragment in einer sekundären Kollision fragmentiert wurde. Die orangen Datenpunkte zeigen den Anteil al-

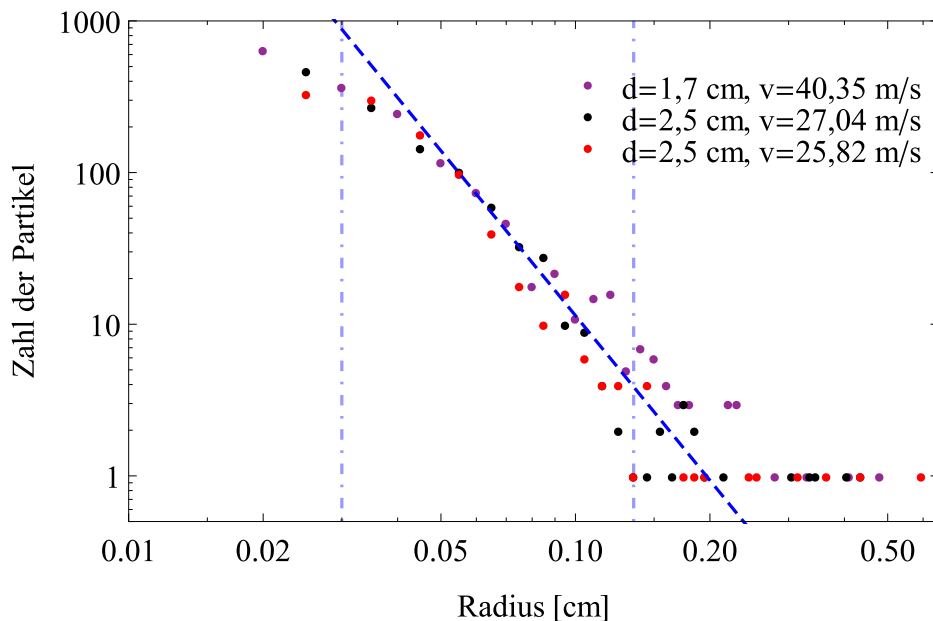
ler Fragmente mit Radien zwischen den kleinsten und dem größten Fragment. Die in Abb. 40 eingezeichneten gestrichelten Linien zeigen lineare Fits an die Daten. Der Anteil der kleinsten Fragmente nimmt mit steigender Kollisionsenergie zu, der Anteil des größten Fragmentes nimmt ab. Bei allen restlichen Fragmenten ist der Anteil weitgehend konstant, hier zeigt die gestrichelte Linie den Mittelwert.



**Abbildung 40:** Massenverteilung der Fragmente für unterschiedliche Kollisionsenergien (Deckers und Teiser, 2014).

Analog zu den analysierten Fragmentverteilungen aus Kollisionen poröser Staubagglomerate wurden auch einzelne Verteilungen von Fragmenten der Projektile aus Eiskollisionen untersucht. Die Verteilungen finden sich in Abb. 41. Auch hier zeigt die gestrichelte Linie den einem Potenzgesetz folgenden Fit an und die gepunktete Linie den Bereich des Fit. In Abb. 41 finden sich zudem die Parameter der analysierten Kollisionen.

Der mittlere Exponent des zum fitten verwendeten Potenzgesetzes beträgt hier  $-3,6 \pm 0,2$ , in Abb. 41 als gestrichelte Linie eingezeichnet. Das stimmt innerhalb der Fehlertoleranz mit dem in den Experimenten mit porösen Staubagglomeraten erhaltenen mittleren Exponenten von  $-3,8 \pm 0,3$  überein. Weiterhin passt es auch gut zu den Ergebnissen von Musiolik et al. (2016), die für Kollisionen von  $\text{CO}_2$ -Eis ebenfalls einen Exponenten von  $-3,6$  finden.



**Abbildung 41:** Übersicht über drei exemplarisch analysierte Fragmentverteilungen aus Eiskollisionen. Die gestrichelte Linie zeigt den Fit nach einem Potenzgesetz.

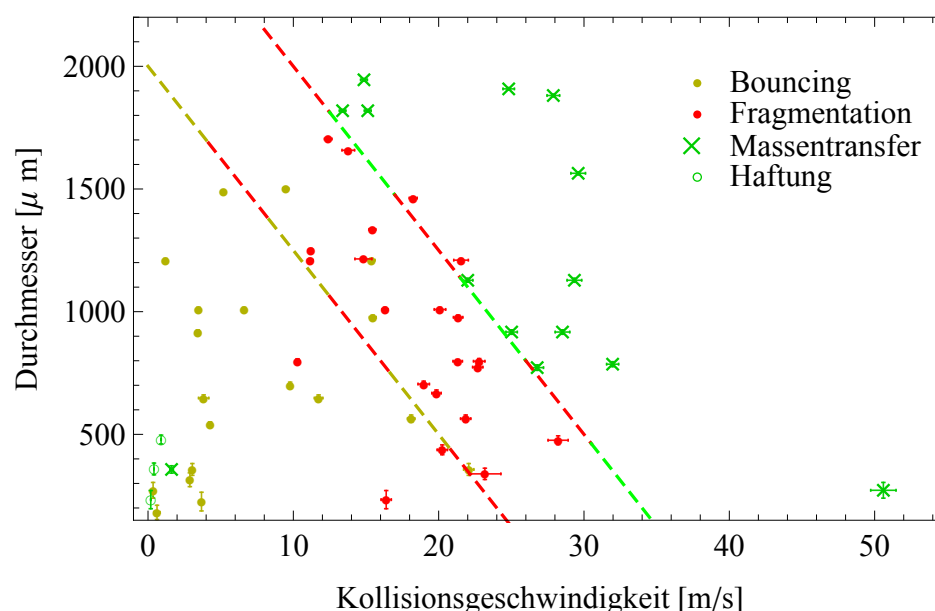
Sowohl in Experimenten (Davis und Ryan, 1990; Blum und Münch, 1993; Takasawa et al., 2011) als auch in Simulationen (Pan und Schlichting, 2012) liegen die Exponenten der Größenverteilung meist zwischen  $-3$  und  $-4$ . Dohnanyi (1969) entwickeln ein Modell für die durch Kollisionen bestimmte Entwicklung innerhalb des Asteroidengürtels und erhalten den Exponenten  $-3,5$ . Die hier in den Experimenten analysierten Verteilungen passen andererseits auch gut zum „four population model“, entwickelt von Geretshauser et al. (2011). In diesem Modell sind die Fragmente der Kollision in vier Gruppen eingeteilt. Eine Gruppe besteht aus Fragmenten, deren Größe unterhalb der Auflösungsgrenze liegt, bei einer weiteren Gruppe folgt die Verteilung einem Potenzgesetz. Dazu kommen noch das größte und das zweitgrößte Fragment.

### Kollisionen von kleinen, irregulären Partikeln

In den Kollisionen von sphärischen Eiskugeln bricht das Projektil bei höheren Geschwindigkeiten stets in eine große Zahl von Fragmenten, exemplarisch ausgewertete Größenverteilungen finden sich in Abb. 41. Innerhalb der protoplanetaren Scheibe können diese Fragmente wiederum in weiteren Kollisionen erneut auf das Dezimeter große Target treffen. Da dies in den Kollisionsexperimenten mit Zentimeter großen Projektilen nicht beobachtet wird, wurden Experimente mit dem in Abb. 12 gezeigten Versuchsaufbau mit



kleinen, irregulären Partikeln durchgeführt, um die Ergebnisse von sekundären Kollisionen zu analysieren. Die Größe dieser Partikel wird dabei aus den Aufnahmen der Kollision ermittelt, indem die projizierte Fläche unter der vereinfachenden Annahme sphärischer Partikel in einen Radius umgerechnet wird. Die genaue Form der Partikel lässt sich aus den zweidimensionalen Aufnahmen auch auf Grund der Bewegungsunschärfe der Partikel nicht exakt bestimmen. Bei der Fehlerrechnung geht ein Fehler von zehn Pixeln für die Fläche sowie die Position eines Partikels ein, da bei den hier untersuchten Größen und Geschwindigkeiten der Partikel die Bewegungsunschärfe besonders ausgeprägt ist. Abb. 42 zeigt die Ergebnisse von Kollisionen unterschiedlich großer Partikel, dargestellt durch unterschiedliche Farben der Datenpunkte. Die gestrichelten Linien veranschaulichen die Übergänge zwischen den Kollisionsergebnissen.



**Abbildung 42:** Ergebnisse der Kollisionen von Partikeln unterschiedlicher Größe. Die gestrichelten Linien illustrieren die Übergänge zwischen Bouncing (gelb), Fragmentation (rot) und Massentransfer (grün) (Deckers und Teiser, 2016).

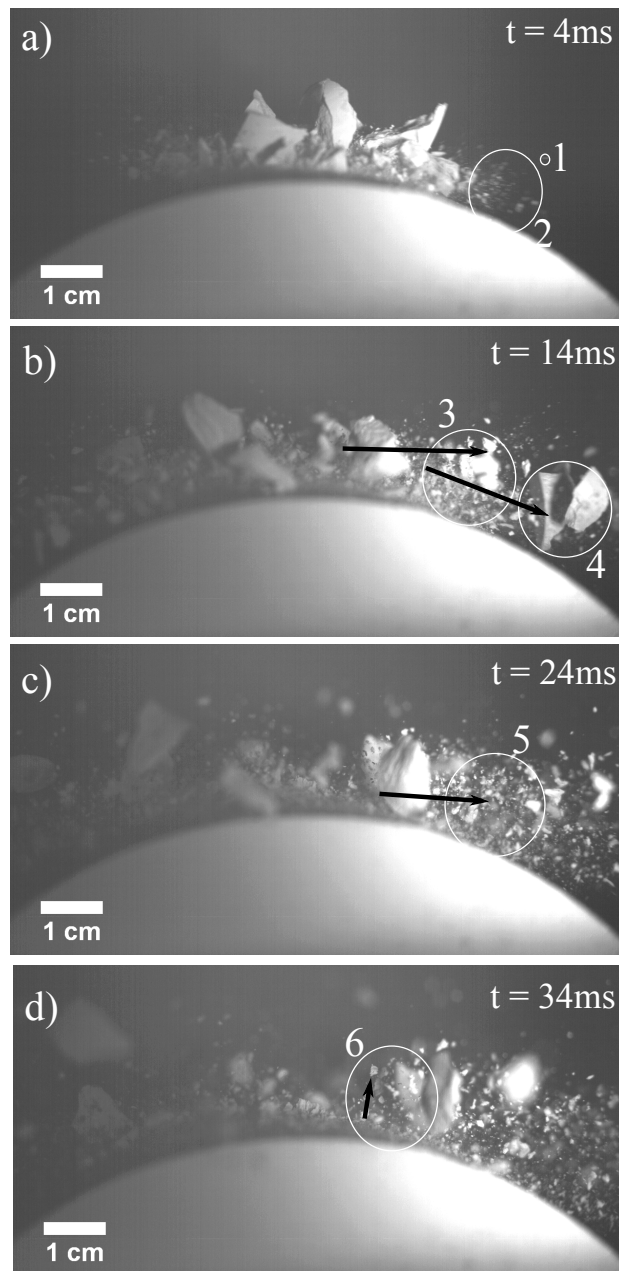
Bei niedrigen Geschwindigkeiten prallen die Partikel hauptsächlich vom Target ab. Diese Bouncing-Kollisionen sind in gelb dargestellt. Ausnahmen bilden einzelne Kollisionen kleiner Partikel mit Durchmessern kleiner als  $500\mu\text{m}$ , die bei niedrigen Geschwindigkeiten von weniger als  $1\text{ms}^{-1}$  am Target haften bleiben. Bei höheren Geschwindigkeiten beginnen die Partikel in der Kollision zu fragmentieren (rote Datenpunkte). Dieser Übergang wird in Abb. 42 durch die gelb-rote Linie illustriert. Sind die Partikel noch schneller, so kommt zur Fragmentation noch Massentransfer zum Target. Die rot-grüne Linie

illustriert diesen Übergang. Die Akkretionseffizienz lässt sich aus den Aufnahmen nicht genauer quantifizieren. Die Aufnahmen lassen jedoch erahnen, dass ähnlich wie bei den Kollisionen der Zentimeter großen Projektile nur ein kleiner Anteil von wenigen Prozent der Masse des Projektils nach der Kollision haften bleibt.

In Abb. 42 zeigt sich zudem, dass die Übergangsgeschwindigkeiten zwischen den Kollisionsergebnissen sich mit zunehmender Größe der Partikel zu geringeren Geschwindigkeiten verschiebt. Die zur Illustration der Übergänge eingefügten gestrichelten Linien verdeutlichen dies. Diese Verschiebung der Grenzbedingung für zunehmende Größe der Projektile findet sich auch in den Ergebnissen der Kollisionen mit sphärischen Eiskugeln, zu sehen in Abb. 20 und 23.

#### **Geschwindigkeiten der Projektilfragmente der porösen Staubagglomerate**

Abb. 43 zeigt exemplarisch Fragmente, die sich nach einer Kollision vom Kollisionspunkt weg bewegen. Das Projektil bricht in den Kollisionen in eine große Zahl an Fragmenten, wie in den Analysen der Fragmentverteilung im vorherigen Abschnitt ersichtlich wird. Dies bedeutet, dass eine umfassende quantitative Analyse der Fragmentgeschwindigkeiten nicht möglich ist, da eine automatisierte Erfassung und Auswertung der Größe und Geschwindigkeit der Fragmente unmöglich ist. Dies gilt insbesondere für kleine Fragmente. Dazu kommt, dass hier nur 2D Bilder der Kollisionen vorliegen. Dadurch lassen sich nur Fragmente analysieren, die sich in der Schärfeebene der Kamera bewegen. Die Geschwindigkeit von Objekten, welche sich nach vorne oder nach hinten bewegen, kann nicht bestimmt werden. Man erkennt jedoch auch, dass sich viele Fragmente in Gruppen bewegen, in Abb. 43 durch weiße Kreise veranschaulicht. Diese Gruppen bestehen aus Fragmenten unterschiedlicher Größe und finden sich in allen analysierten Kollisionen in sehr ähnlicher Weise wieder.

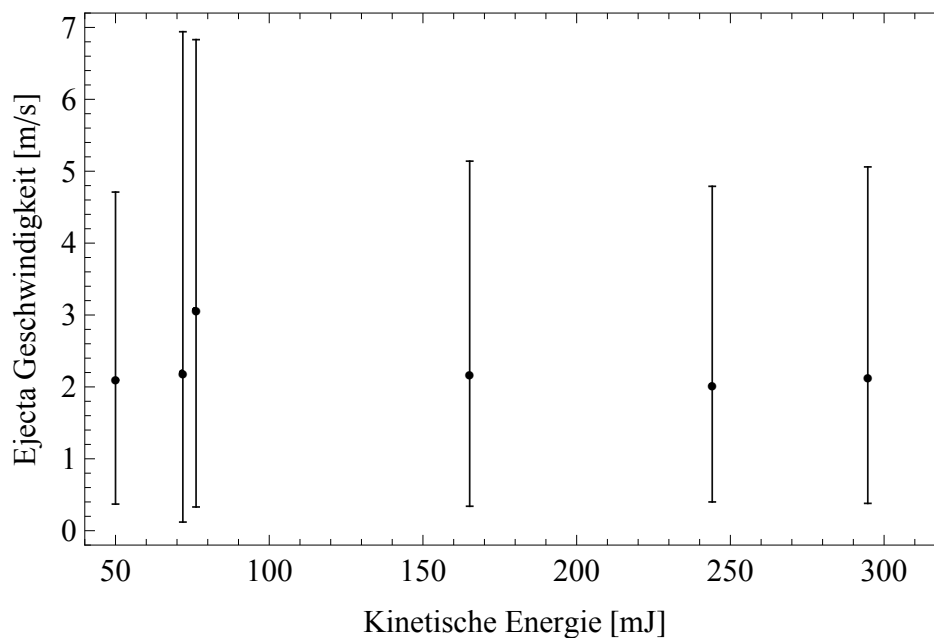


**Abbildung 43:** Beispiel für Fragmente, die sich vom Kollisionspunkt weg bewegen. Die Zeitangaben beziehen sich auf den Zeitpunkt der Kollision. Pfeile veranschaulichen die Distanz, die Partikel zwischen zwei Bildern zurückgelegt haben (Deckers und Teiser, 2014).

Die schnellsten Fragmente bewegen sich mit annähernd der Geschwindigkeit vom Kollisionspunkt weg, die das Projektil vor der Kollision hat und erreichen Geschwindigkeiten bis zu  $7\text{ ms}^{-1}$ . In dieser Gruppe sind hauptsächlich kleine Fragmente - mit Radien von ein paar hundert Mikrometern - vertreten, zu sehen in den Kreisen 1 und 2. Der größte Teil

der Fragmente bewegt sich mit Geschwindigkeiten zwischen  $1 \text{ ms}^{-1}$  und  $2 \text{ ms}^{-1}$ , zu sehen in den Kreisen 3 bis 5. Dazu gehören auch die größeren Fragmente mit Radien von ein paar Millimetern in Kreis 4, die sich im Mittel mit  $2 \text{ ms}^{-1}$  bewegen. Kreis 6 zeigt schließlich die langsamsten Fragmente, welche Geschwindigkeiten zwischen etwa  $0,3 \text{ ms}^{-1}$  und  $1 \text{ ms}^{-1}$  haben. Diese haben eine parabelförmige Flugbahn und sind langsam genug, um schließlich wieder auf dem Target zu landen. In dieser Gruppe findet man mehrheitlich Fragmente mit Radien bis zu etwa  $600 \mu\text{m}$ .

Durch die Analyse der Geschwindigkeit einiger Fragmente aus den verschiedenen Gruppen erhält man einen groben Überblick über die Geschwindigkeiten der Fragmente. Abb. 44 zeigt den Mittelwert der Fragmentgeschwindigkeit bei Kollisionen mit unterschiedlicher kinetischer Energie. Die Balken zeigen hier den Bereich der Geschwindigkeiten an.



**Abbildung 44:** Mittlere Geschwindigkeit der Fragmente nach Kollisionen mit unterschiedlichen kinetischen Energien. Die Balken zeigen den Bereich der Fragmentgeschwindigkeiten (Deckers und Teiser, 2014).

## Astrophysikalische Anwendung

---

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kollisionsexperimente und deren Ergebnisse finden Anwendung in astrophysikalischem Zusammenhang, insbesondere in der Planetenentstehung, genauer gesagt in der Phase der Planetesimalentstehung. Darüber hinaus werden sie auch bei planetaren Ringsystemen angewendet, etwa bei den bereits vielfältig untersuchten Ringen des Saturn. Wie bereits zu Beginn der Arbeit angedeutet existieren diverse Barrieren, die – zumindest nach unserem jetzigen Verständnis – das Wachstum von Planetesimalen verhindern können. Die Ergebnisse der Kollisionsexperimente verbessern das Verständnis der Kollisionsdynamik von Dezimeter großen Körpern und tragen so zur Verbesserung von Modellen zur Entwicklung in protoplanetaren Scheiben bei. Auf der anderen Seite spielen Kollisionen auch für die Entwicklung in Ringsystemen eine wichtige Rolle, in erster Linie der Restitutionskoeffizient.

### 5.1 Planetesimalentstehung

#### 5.1.1 Anwendung auf die Bedingungen in der protoplanetaren Scheibe

Um die experimentellen Ergebnisse auf Körper in einer protoplanetaren Scheibe anwenden zu können, muss man bestimmte Parameter der verwendeten Agglomerate und die Bedingungen, unter denen die Experimente durchgeführt wurden, genauer unter die Lupe nehmen.

#### Porosität der Staubagglomerate

Der Volumenfüllfaktor ist ein wichtiger Parameter für die Kollisionsdynamik, dessen Entwicklung für Agglomerate in protoplanetaren Scheiben jedoch nicht exakt bekannt ist.

Beobachtungen geben darüber bisher keinen Aufschluss, sondern erlauben allenfalls die Analyse der Größe und chemischen Zusammensetzung. Daher muss man beim Füllfaktor auf Experimente und Simulationen zurückgreifen.

Einige vorherige Experimente legen nahe, dass beim Wachstum bis Größen im Bereich von Zentimetern der Füllfaktor zwischen 0,3 und 0,4 liegt (Teiser et al., 2011a; Meisner et al., 2012, 2013). Teiser et al. (2011a) finden für die in Kollisionen von bis zu  $250\mu\text{m}$  großen Quarzpartikeln entstandenen Millimeter bis Zentimeter großen Strukturen bei Geschwindigkeiten jenseits von etwa  $6\text{ms}^{-1}$  einen konstanten Füllfaktor von 0,32. Dieses Ergebnis findet sich auch in den Experimenten von Meisner et al. (2012), die Partikel mit einer mittleren Größe von 1,2mm nutzen. Auch bei deutlich höheren Geschwindigkeiten von knapp  $50\text{ms}^{-1}$  haben Strukturen, die durch wiederholte Kollisionen von bis zu  $100\mu\text{m}$  großen Partikeln auf ein solides Target entstanden sind, einen Füllfaktor von ungefähr 0,4 (Meisner et al., 2013).

Simulationen wiederum zeigen die Möglichkeit auf, dass Agglomerate auch in Kollisionen lange Zeit hoch porös bleiben können (Okuzumi et al., 2012; Kataoka et al., 2013). Agglomerate werden zwar kompakter, durch Kollisionen ebenso wie durch Wechselwirkung mit dem umgebenden Gas und Eigengravitation, bleiben jedoch lange Zeit hoch porös. Erst ab einer Größe von etwa 100m werden Agglomerate durch Eigengravitation kompakter (Kataoka et al., 2013), illustriert in Abb. 6.

Die für das initiale Wachstum von Zentimeter großen Agglomeraten nach diesen Experimenten und Simulationen erwartete Füllfaktor liegt – zum Teil signifikant – unter dem mittleren Füllfaktor der in dieser Arbeit verwendeten Agglomerate von 0,45. In den Experimenten ist eine (größere) Variation des Füllfaktors der Agglomerate aus technischen Gründen nicht möglich. Insbesondere die Herstellung von poröseren Zentimeter oder gar Dezimeter großen Agglomeraten mit Füllfaktoren zwischen 0,3 und 0,4 ist sehr schwierig, da diese im Labor handhabbar bleiben müssen und man die Agglomerate noch in den experimentellen Aufbau integrieren können muss. Dies ist in sehr ähnlicher Weise auch in anderen Kollisionsexperimenten mit Zentimeter großen Agglomeraten der Fall, in denen Agglomerate ähnlich hohe Füllfaktoren aufweisen (Beitz et al., 2011; Schräpler et al., 2012).

Andererseits ist die Entwicklung der Porosität für Agglomerate bisher nicht endgültig geklärt. Experimente, die die weitere Entwicklung der Porosität nach der initialen Wachstumsphase untersuchen, gibt es bislang nicht und sind nur schwer zu realisieren. In Simulationen ist dies durchaus möglich. Geretshauser et al. (2011) finden in ihren SPH Simulationen von porösen, Zentimeter großen Staubagglomeraten, deren Füllfaktor vor der Kollision bei 0,35 liegt, dass Agglomerate in Kollisionen mit Geschwindigkeiten von bis zu  $10\text{ms}^{-1}$ , zumindest lokal, auf einen Füllfaktor von 0,45 komprimiert werden. Dies findet sich auch in den Experimenten von Kothe et al. (2010), die bei wiederholten Kol-

lisionen von 1,5 mm großen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln mit stets derselben Stelle einer wachsenden Struktur bereits bei  $6 \text{ m s}^{-1}$  einen Füllfaktor von 0,4 finden. Für höhere Geschwindigkeiten postulieren Kothe et al. (2010) einen weiter ansteigenden Füllfaktor, der bis 0,6 geht. Darüber hinaus ist der Einfluss der Porosität auf die Akkretionseffizienz, die für das Wachstum der Agglomerate durch Massentransfer jenseits der „fragmentation barrier“ wichtig ist, bisher kaum untersucht worden.

Meru et al. (2013) führen SPH Simulationen von  $\text{SiO}_2$  Agglomeraten durch und untersuchen den Einfluss der Porosität auf Kollisionen Zentimeter und Dezimeter großer Agglomerate. Dabei finden sie, dass die Möglichkeit für Massentransfer für Füllfaktoren größer als 0,37 signifikant reduziert, wenn nicht gar unmöglich ist. Jedoch beschränken sich ihre Simulationen der Kollisionen kompakterer Agglomerate weitgehend auf die Analyse von 6 cm großen Projektilen, welche mit 10 cm großen Targets kollidieren.

Wurm et al. (2005) untersuchen in ihren Experimenten die Kollisionen von Millimeter und Zentimeter großen Agglomeraten mit Füllfaktor um die 0,35. Für Geschwindigkeiten unter  $10 \text{ m s}^{-1}$  liegt die Akkretionseffizienz bei bis zu 10%. Damit ist die Akkretionseffizienz im gleichen Bereich wie in den hier gezeigten Experimenten, obwohl die von Wurm et al. (2005) verwendeten Agglomerate poröser sind. Dies deutet darauf hin, dass der Unterschied in der Porosität der Agglomerate möglicherweise wichtiger für die Akkretionseffizienz ist als der absolute Wert.

Für die Anwendung von Kollisionsexperimenten auf die Entwicklung von Agglomeraten in einer protoplanetaren Scheibe muss man beide Aspekte berücksichtigen, die Entwicklung der Porosität und deren Einfluss auf den Massentransfer. Eine Entwicklung hin zu vergleichsweise kompakten Agglomeraten ist dabei ein denkbare Szenario. Insbesondere dann, wenn Agglomerate zunächst an der „bouncing barrier“ verharren und in Kollisionen kompakter werden. Simulationen sagen sowohl Abprallen von Agglomeraten ab Größen von etwa Zentimeter (Zsom et al., 2010), als auch Kompaktierung in solchen Kollisionen voraus (Zsom et al., 2010; Geretshauser et al., 2011). Im von Windmark et al. (2012a) entwickelten Szenario gelangen nur einige wenige Agglomerate über die „bouncing barrier“. Diese werden in Bouncing Kollisionen kompakter und können anschließend durch Massentransfer zum Wachstum der großen Agglomerate beitragen. In diesem Szenario ist die Analyse der Kollisionen kompakterer Zentimeter und Dezimeter großer Agglomerate, insbesondere von Massentransfer in diesen Kollisionen, von großem Interesse.

### Umgebungstemperatur der Eiskollisionen

Die Kollisionsexperimente mit soliden Eiskörpern werden bei einer mittleren Temperatur von  $255,8 \pm 0,7 \text{ K}$  durchgeführt. Diese Temperatur ist höher als die in der Phase der Planetesimalentstehung in einer protoplanetaren Scheibe erwarteten Temperaturen. Im MMSN

Modell liegt die Temperatur nahe der „snowline“ bei einer radialen Entfernung von 3 AU bei etwa 160 K (Hayashi et al., 1985). Für eine mögliche Anwendung der experimentellen Ergebnisse ist es daher unumgänglich zu überprüfen, welchen Einfluss die Umgebungstemperatur auf die Kollisionen hat. Dazu soll hier in erster Linie auf andere Experimente verwiesen werden, die Kollisionen bei tieferen Temperaturen analysieren.

Higa et al. (1996) analysieren die Temperaturabhängigkeit der Kollisionseigenschaften von soliden Eiskugeln. In ihren Experimenten untersuchen Higa et al. (1996) den Restitutionskoeffizienten in Kollisionen von Kugeln mit Radius 1,5 cm bei Temperaturen zwischen 113 K und 269 K. Dabei finden sie, dass die Grenzgeschwindigkeit zwischen elastischen und inelastischen Kollisionen bei niedrigen Temperaturen konstant ist. Ab einer Temperatur von 229 K nimmt die Grenzgeschwindigkeit mit steigender Temperatur ab und ist bei 256 K in etwa um einen Faktor vier kleiner. Higa et al. (1998) zeigen, dass die Bruchfestigkeit (englisch „fracture strength“) von Körpern aus solidem Eis dieselbe Temperaturabhängigkeit hat. Bei 256 K ist die Bruchfestigkeit etwa um Faktor zwei kleiner als bei niedrigen Temperaturen.

Andererseits zeigen Higa et al. (1996) aber auch, dass die von ihnen empirisch gefundene Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Geschwindigkeit (siehe Gleichung 20) unabhängig von der Temperatur für alle Experimente gilt. Lediglich die Grenzgeschwindigkeit hängt also von der Temperatur ab. Dies deutet darauf hin, dass sich das Verhalten der soliden Eiskugeln in Kollisionen nicht prinzipiell ändert, man etwa auch bei niedrigeren Temperaturen Massentransfer vom Projektil zum Target beobachten wird. Ein Vergleich zu den Ergebnissen der Experimente von Musiolik et al. (2016) untermauert diese Idee. Das von Musiolik et al. (2016) aus Experimenten zu Kollisionen von CO<sub>2</sub>-Partikeln bei Temperaturen um die 80 K entwickelte Modell für die Fragmentationsstärke passt, nach einer Anpassung auf solide Körper, sehr gut zu den in dieser Arbeit analysierten Kollisionen (zu sehen in Abb. 20). Dies gilt, wenn auch eingeschränkt, auch für das von Musiolik et al. (2016) entwickelte Modell für den Restitutionskoeffizienten (siehe Abb. 28). Dies verdeutlicht, dass sich die Kollisionseigenschaften bei tiefen Temperaturen im Prinzip nicht ändern, denn die von Musiolik et al. (2016) beschriebenen Modelle passen recht gut zu den in dieser Arbeit analysierten Kollisionsexperimenten bei wesentlich höheren Temperaturen. Bei der Anwendung auf tiefe Umgebungstemperaturen müssen jedoch die Grenzbedingungen entsprechend skaliert werden. Dies gilt beispielsweise für die Grenze zur Fragmentation der Zentimeter großen Eiskugeln (siehe Abb. 20).

### 5.1.2 Kollisionen poröser Staubagglomerate

In diesem Abschnitt werden die in dieser Arbeit analysierten Kollisionen von porösen Staubagglomerate und deren Ergebnisse im Kontext der Planetesimalentstehung diskutiert.



Dabei liegt der Fokus vor allem darauf, welche Bedeutung die hier untersuchten Kollisionseigenschaften in den unterschiedlichen Modellen haben können.

### Grenzbedingungen der Dezimeter großen Agglomerate

Zunächst sollen die Bedeutung der experimentell bestimmten Grenzbedingungen der Dezimeter großen Staubagglomerate betrachtet werden. Die in protoplanetaren Scheiben erwarteten Relativgeschwindigkeiten zwischen Agglomeraten dieser Größe liegen mit  $1 \text{ ms}^{-1}$  bis etwa  $25 \text{ ms}^{-1}$  (siehe Abb. 2 und 3 sowie Weidenschilling und Cuzzi (1993); Brauer et al. (2008)) deutlich über den hier ermittelten Grenzhgeschwindigkeiten. Kollisionen von zwei Dezimeter großen Agglomeraten führen also in jedem Fall zu Fragmentation. Die in den Kollisionen mit Zentimeter großen Agglomeraten ermittelte Kollisionsfestigkeit  $Q^* = 190 \text{ mJ kg}^{-1}$  entspricht einer Relativgeschwindigkeit zwischen zwei Dezimeter großen Agglomeraten von knapp unter  $1 \text{ ms}^{-1}$ , Kollisionen dieser Agglomerate enden also höchst wahrscheinlich sogar in katastrophaler Fragmentation. Dieses Ergebnis ist zudem unabhängig von der Entwicklung der Porosität. Meru et al. (2013) zeigen in SPH Simulationen von Kollisionen Zentimeter großer Projektile mit größeren Targets (Radius 10 cm) zwar, dass die Grenze zur Fragmentation stark vom Füllfaktor der Agglomerate abhängt und jenseits eines Füllfaktors von 0,37 in etwa um Faktor drei bis sechs kleiner ist. Dies bedeutet bei der hier experimentell ermittelten Grenzhgeschwindigkeit um die  $16 \text{ cm s}^{-1}$  allerdings weiterhin, dass Kollisionen zweier Dezimeter großer Agglomerate mit der Fragmentation mindestens eines der Agglomerate enden.

Resultiert eine Kollision in katastrophaler Fragmentation, so entsteht eine Vielzahl an Fragmenten, deren Größenverteilung aller Voraussicht nach einem Potenzgesetz, ähnlich denen in Abb. 39 gezeigten, folgt. Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben (Hernández et al., 2007; Pinte et al., 2008; Pérez et al., 2012; de Vries et al., 2015) zeigen die Existenz von Mikrometer großen Teilchen über einen Großteil der Lebensdauer von protoplanetaren Scheiben. Die innerhalb der Scheiben vorhandenen kleinen Partikel gehen also offenbar nicht vollständig im Wachstum von Planetesimalen bzw. Planeten auf, vielmehr werden stetig neue Mikrometer große Partikel erzeugt. Verläuft das Wachstum hin zu Planetesimalen dagegen zu schnell und effizient, lässt sich die Existenz Mikrometer großer Partikel nicht erklären (Dullemond und Dominik, 2005). Fragmentation in Kollisionen kann ein möglicher Mechanismus für den stetigen Nachschub dieser kleinen Partikel sein. Andererseits kann die Entstehung kleiner Fragmente auch für den weiteren Wachstumsprozess von Interesse sein. In weiteren Kollisionen können die Fragmente von größeren Agglomeraten aufgesammelt werden und zu deren Wachstum beitragen (Windmark et al., 2012a,b; Garaud et al., 2013). Dieser Aspekt wird im nächsten Abschnitt weiter diskutiert.

Die Grenzbedingung zur Fragmentation findet Anwendung in den Modellen zur Planetesimalentstehung, die Konzentration von Partikeln und anschließenden gravitativen Kollaps annehmen. In diesen Modellen entstehen hohe lokale Konzentrationen von Partikeln durch unterschiedliche Mechanismen, etwa die von Youdin und Goodman (2005) untersuchte „streaming instability“. Innerhalb dieser Ansammlungen an Partikeln werden geringere Relativgeschwindigkeiten zwischen einzelnen Agglomeraten erwartet. Die in dieser Arbeit ermittelte Grenzgeschwindigkeit ist hier in sofern wichtig, da in Kollisionen kleiner gewordene Agglomerate der Bewegung der Partikelansammlung eventuell nicht mehr folgen können und somit auch nicht zu einer lokal höheren Konzentration beitragen können. Darüber hinaus geht man davon aus, dass die verschiedenen Konzentrationsmechanismen bei einer Stokes-Zahl  $St = 1$  am effektivsten sind (Johansen et al., 2007; Chiang und Youdin, 2010).  $St = 1$  entspricht, je nach Modell für die protoplanetare Scheibe und Entfernung zum Stern, Agglomeraten im Dezimeter bis Meter-Bereich (Chiang und Youdin, 2010). Damit die Konzentration von Agglomeraten dieser Größe überhaupt effektiv sein kann, muss es zunächst ausreichend viele dieser Agglomerate innerhalb der Scheibe geben. Dementsprechend steigt auch die Wahrscheinlichkeit von Kollisionen zwischen Dezimeter großen Agglomeraten, was die Bedeutung der hier untersuchten Grenzbedingungen für Agglomerate eben dieser Größe weiter unterstreicht.

Wie bereits am Beginn dieses Abschnitts diskutiert, liegt die hier experimentell ermittelte Grenzgeschwindigkeit deutlich unter den für Dezimeter große Agglomerate erwarteten Relativgeschwindigkeiten, Kollisionen dieser resultieren in Fragmentation. Demnach ist es eher unwahrscheinlich, dass sich die für eine effektive Konzentration mittels „streaming instability“ ausreichend große Anzahl an Dezimeter großen Agglomeraten bildet. Andererseits zeigen Simulationen von Dittrich et al. (2013) oder Raettig et al. (2015) die Möglichkeit, für „streaming instability“ und anschließenden gravitativen Kollaps ausreichend hohe Konzentration für Partikel mit kleineren Stokes-Zahlen zu erreichen. Dittrich et al. (2013) zeigen in ihren Magnetohydrodynamik Simulationen, dass bereits für Partikel mit  $St = 0,1$  – diese sind einige Zentimeter groß – eine für die „streaming instability“ ausreichend hohe Konzentration erreichen lässt. Damit ließe sich das Problem der Fragmentation in Kollisionen von Dezimeter großen Agglomeraten möglicherweise umgehen.

### **Wachstum durch Massentransfer**

Eines der zentralen Ergebnisse dieser Arbeit ist der in den Kollisionen von Agglomeraten unterschiedlicher Größe beobachtete Massentransfer zum größeren Agglomerat. Mehrere Modelle zur Planetesimalentstehung berücksichtigen bereits Massentransfer in ihrem Kollisionsmodell als Möglichkeit für Wachstum in Größenbereichen, in denen Kollisionen gleich großer Agglomerate zu Fragmentation führen (Windmark et al., 2012a; Drażkowska

et al., 2013; Garaud et al., 2013). Bislang gibt es nur wenige Experimente, die Massentransfer untersuchen, z.B. Wurm et al. (2005); Teiser und Wurm (2009); Kothe et al. (2010) und Beitz et al. (2011). Die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente ergänzen die bisherigen Studien um Erkenntnisse zum Massentransfer in Kollisionen von Zentimeter und Dezimeter großen Agglomeraten, die darin ermittelten Akkretionseffizienzen können in die Kollisionsmodelle integriert werden.

Windmark et al. (2012b) und Garaud et al. (2013) zeigen in Simulationen, dass Wachstum jenseits der „bouncing barrier“ möglich ist. Dabei werden die Relativgeschwindigkeiten zwischen Agglomeraten mit einer Verteilung beschrieben, ein paar Agglomerate erfahren so nur Kollisionen bei geringen Geschwindigkeiten. Bei einer Beschreibung ohne Geschwindigkeitsverteilung kollidieren die Agglomerate stets mit den mittleren Relativgeschwindigkeiten verursacht durch die Wechselwirkung zwischen Staub und Gas, Kollisionen enden in Bouncing oder Fragmentation. Dies bestätigen auch die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Experimente zu Kollisionen von Dezimeter großen Agglomeraten, diskutiert im vorherigen Abschnitt. Berücksichtigt man jedoch eine Geschwindigkeitsverteilung, können einige Agglomerate weiter wachsen, vorausgesetzt sie erfahren keine destruktiven Kollisionen mit ähnlich großen Agglomeraten. In diesem Zusammenhang ist die von Zsom et al. (2010) beschriebene „bouncing barrier“ sogar positiv für das weitere Wachstum. Der größte Teil der Zentimeter großen Agglomerate erfährt hauptsächlich Bouncing-Kollisionen (zu sehen in Abb. 4). Die Anzahl der größeren Agglomerate bleibt so gering, die Wahrscheinlichkeit für destruktive Kollisionen ebenso. In diesem von Windmark et al. (2012b) und Garaud et al. (2013) beschriebenen Szenario haben die wenigen großen Agglomerate die Möglichkeit, durch Massentransfer in Kollisionen mit kleineren Agglomeraten jenseits der „fragmentation barrier“ weiter zu wachsen.

Beide Modelle enthalten jedoch einige vereinfachende Annahmen. Alle Kollision jenseits einer Grenzgeschwindigkeit von  $1 \text{ ms}^{-1}$ , in der das Massenverhältnis zwischen Target und Projektil mindestens bei 50 liegt, enden mit Massentransfer. Zum einen vernachlässigen sie so Erosion oder auch Fragmentation des Targets in der Kollision. Zum anderen findet man, im Gegensatz zu den Simulationen, Massentransfer in den Experimenten nur bei höheren Massenverhältnissen. Die Grenze zu katastrophaler Fragmentation bei 300 mJ entspricht bei einer Geschwindigkeit von  $7 \text{ ms}^{-1}$  einem Projektil mit einer Masse von ca. 12 g, das kritische Massenverhältnis liegt somit bei 125. Je höher das kritische Massenverhältnis, desto langsamer verläuft der Wachstumsprozess, denn Agglomerate können nur noch in Kollisionen mit kleineren Projektilen wachsen, die Anzahl der Kollisionen mit Massentransfer ist entsprechend kleiner. Garaud et al. (2013) nehmen zudem eine Akkretionseffizienz von 100% an, das komplette Projektil bleibt am Target haften. Die Modelle von Windmark et al. (2012b) und Garaud et al. (2013) zeigen also qualitativ einen möglichen Weg über die „fragmentation barrier“. Um die Entwicklung von Agglomeraten

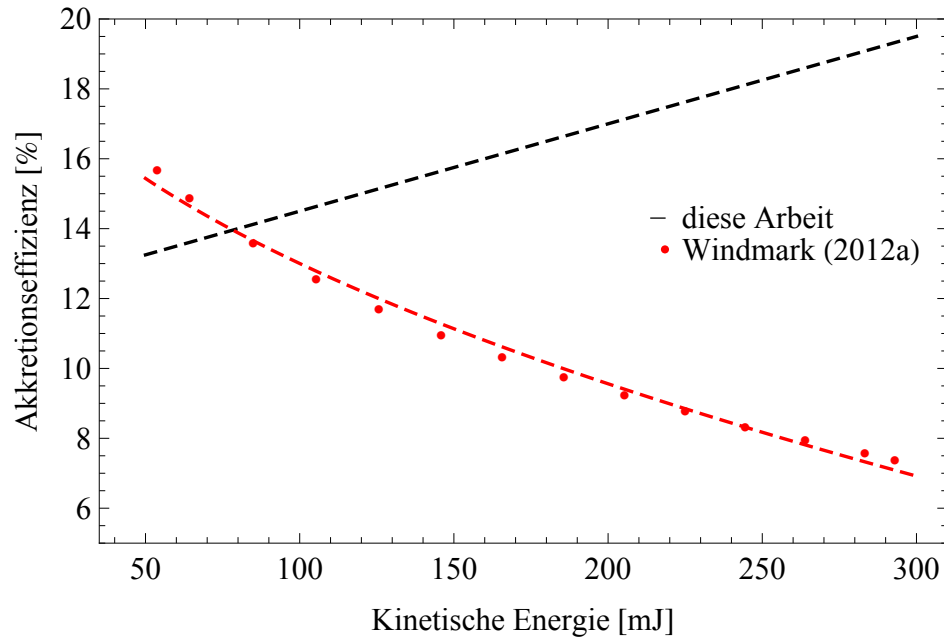
realistischer beschreiben zu können, bedarf es allerdings eines umfassenderen Kollisionsmodells.

Windmark et al. (2012a) etwa entwickeln ein sehr detailliertes Kollisionsmodell, in dem Kollisionen und deren Ausgang über einen weiten Größenbereich betrachtet werden, sowohl bei gleich als auch bei unterschiedlich großen Agglomeraten (dargestellt in Abb. 5). In das Kollisionsmodell fließen dabei die Ergebnisse einer ganzen Reihe von Experimenten mit ein.

In ihren Simulationen nutzen Windmark et al. (2012a) für die Beschreibung der protoplanetaren Scheibe das MMSN Modell. Für Kollisionen zwischen Zentimeter und Dezimeter großen Agglomeraten bei einer Entfernung von 3 AU erhalten sie Relativgeschwindigkeiten um die  $9 \text{ ms}^{-1}$  (bei Windmark et al. (2012a) dargestellt in Abb. 6), was höher ist als die mittlere Kollisionsgeschwindigkeit von etwas unter  $7 \text{ ms}^{-1}$  in den Experimenten dieser Arbeit. Um die experimentellen Daten in das Modell einfügen zu können, muss man sie entsprechend anpassen.

Für die Beschreibung des Massentransfers nutzen Windmark et al. (2012a) in ihrem Kollisionsmodell die von Beitz et al. (2011) experimentell aus Kollisionen von Zentimeter großen Agglomeraten ermittelten Akkretionseffizienzen. Daraus leiten sie eine Abhängigkeit der Akkretionseffizienz von der Relativgeschwindigkeit zwischen den Kollisionspartnern und von der Fragmentationsgeschwindigkeit des kleineren Agglomerates her. Gleichzeitig betrachten sie Erosion des Targets in der Kollision mit dem Projektil, wozu sie die Experimente von Teiser und Wurm (2009) nutzen. Beide Prozesse, Massentransfer und Erosion, finden stets gleichzeitig statt. Die effektive Akkretionseffizienz, bei Windmark et al. (2012a) dargestellt in Abb. 4 und 8, berechnet sich also als Differenz zwischen der akkretierten und der wieder erodierten Masse. Abb. 45 zeigt einen Vergleich der effektiven Akkretionseffizienz im Modell von Windmark et al. (2012a) mit den in dieser Arbeit experimentell ermittelten Akkretionseffizienzen. Dabei werden die im Modell angenommenen Relativgeschwindigkeiten für Zentimeter große Projektile mit einem Target mit  $d = 12 \text{ cm}$  von um die  $9 \text{ ms}^{-1}$  verwendet und in kinetische Energien umgerechnet. Die roten Punkte zeigen die mit den Gleichungen für Akkretion und Erosion aus Windmark et al. (2012a) für diese Relativgeschwindigkeiten berechneten Akkretionseffizienzen. Die gestrichelte Linie ist ein Fit an diese Daten mit  $e_{ak} \propto E^{1/2}$ , denn bei Windmark et al. (2012a) sind Akkretion und Erosion  $\propto v$ . Windmark et al. (2012a) betrachten in ihrem Modell lediglich zentrale Kollisionen, in denen das Target stets kompakter als das Projektil ist, die Differenz im Füllfaktor beträgt stets 0,1. Um einen Vergleich von Experiment und Modell zu ermöglichen, zeigt die schwarze gestrichelte Linie in Abb. 45 die Akkretionseffizienz, berechnet mit Gleichung 24, für exakt diese Kollisionen ( $\alpha = 0$  und  $\Delta\Phi = -0,1$ ).

Im Modell von Windmark et al. (2012a) nimmt effektive Akkretionseffizienz mit stei-



**Abbildung 45:** Vergleich der effektiven Akkretionseffizienz im Modell von Windmark et al. (2012a) (in rot) mit der experimentell ermittelten nach Gleichung 24 (mit  $\alpha = 0$  und  $\Delta\Phi = -0,1$ , schwarze gestrichelte Linie).

gender kinetischer Energie ab. Zwar nimmt die Akkretionseffizienz, wie in den Experimenten, mit steigender kinetischer Energie zu, die Erosion steigt jedoch stärker an, so dass die effektive Akkretionseffizienz abnimmt. Im Gegensatz zum Modell wird in den Experimenten keine Erosion des Targets in den Kollisionen beobachtet. Dies deutet darauf hin, dass sich die von Teiser und Wurm (2009) experimentell beobachtete Erosion bei kompakten Targets nicht so einfach zu niedrigen Geschwindigkeiten extrapolieren lässt, wie es Windmark et al. (2012a) für ihr Modell gemacht haben. Auch in den Experimenten von Wurm et al. (2005) findet sich bei Geschwindigkeiten bis zu  $25 \text{ m s}^{-1}$  nur Akkretion, keine Erosion. Windmark et al. (2012a) geben selbst an, ihre Annahmen für die effektive Akkretionseffizienz seien „eher pessimistisch“ und liegen in etwa bei der Hälfte der experimentell von Wurm et al. (2005) und Kothe et al. (2010) gemessenen. Ähnliches zeigt sich auch im Vergleich zu den hier präsentierten Experimenten in Abb. 45.

Die hier experimentell bestimmte Grenze zwischen Massentransfer und Fragmentation liegt bei knapp  $300 \text{ mJ}$ , was bei einer Geschwindigkeit von  $9 \text{ m s}^{-1}$  - unter der Annahme eines Füllfaktors von  $0,45$  - einem Agglomerat mit einer Masse von ca.  $7,25 \text{ g}$  bzw. Radius von etwa  $1 \text{ cm}$  entspricht. Dies ist nahezu identisch mit der von Windmark et al. (2012a) angenommenen Grenze zwischen Massentransfer und Fragmentation für Dezimeter große Körper (zu sehen in Abb. 8 von Windmark et al. (2012a)).

Insgesamt bestätigen die Ergebnisse der Experimente die im Kollisionsmodell von Wind-

mark et al. (2012a) gemachte Annahme, dass es in Kollisionen von Zentimeter und Dezimeter großen Agglomeraten zu Massentransfer zum größeren Agglomerat kommt. Dies unterstreicht, dass Kollisionen mit Massentransfer ein wichtiger Baustein für Wachstum jenseits der „fragmentation barrier“ und damit auch für die Planetesimalentstehung sein können. Für die Entwicklung hin zu Planetesimalen ist die Akkretionseffizienz besonders wichtig, denn diese bestimmt wie schnell Wachstumsprozesse ablaufen. Die Akkretionseffizienz ist in den Experimenten tendenziell größer als im Modell von Windmark et al. (2012a), ein effizienteres und damit schnelleres Wachstum durchaus denkbar.

### Reakkretion der Fragmente einer Kollision

In den Kollisionen der Zentimeter und Dezimeter großen Staubagglomerate fragmentiert das Projektil stets in eine große Anzahl an Fragmenten. Eine Analyse der Größenverteilung und Geschwindigkeit dieser Ejecta findet sich in Abschnitt 4.4. Die Fragmente sind für den Prozess der Planetenentstehung ebenfalls von Interesse. Zum einen stellen sie ein mögliches Reservoir für das Wachstum größerer Agglomerate durch Massentransfer dar, wie es etwa in den Simulationen von Windmark et al. (2012a) betrachtet wird. Andererseits können die Fragmente direkt im Anschluss an die eigentliche Kollision zum größeren Agglomerat beschleunigt werden und dort haften bleiben. Diesen Mechanismus bezeichnet man meist als Reakkretion. In den Experimenten gelangen einige der Fragmente durch die Erdgravitation zurück zum Target. Diese spielt für Dezimeter große Agglomerate in einer protoplanetaren Scheibe jedoch keine Rolle. Vielmehr können Fragmente durch den Gegenwind, der durch die unterschiedlich starke Ankopplung von verschiedenen großen Agglomeraten entsteht, zurück zum Target gelangen. Dieser Gegenwind bestimmt die Relativgeschwindigkeiten der Agglomerate bedingt durch radiale Drift, seine Geschwindigkeit entspricht folglich dieser und liegt in den hier analysierten Kollisionen von Zentimeter und Dezimeter großen Agglomeraten bei bis zu  $9 \text{ m s}^{-1}$ . Ob ein Fragment mit dem Gasstrom wieder zum Target zurück beschleunigt wird, hängt von der Ankoppelzeit an das Gas  $\tau$  und dessen Relativgeschwindigkeit zum Gas  $v_e$  ab.

Die Beschleunigung durch den Gegenwind  $a_{gw}$  erhält man nach der Formel (Blum et al., 1996)

$$a_{gw} = v_e / \tau \quad (25)$$

Das Verhalten eines Partikels hängt von der Art der Strömung ab, in der es sich befindet. Dabei unterscheidet man zwei wesentliche Bereiche: Die molekulare Strömung, in der die mittlere freie Weglänge eines Gasmoleküls wesentlich größer als das umströmte Ob-

jekt ist, und die viskose Strömung, wo die mittlere freie Weglänge deutlich kleiner als das Objekt ist. Dem MMSN Modell folgend beträgt die mittlere freie Weglänge bei einer radialen Entfernung von 1 AU in etwa 6 cm (Sekiya und Takeda, 2003), was in der gleichen Größenordnung wie die Größe der in den Experimenten verwendeten Targets ist. Folglich befindet man sich hier im Bereich zwischen den beiden eben erwähnten Strömungen. In diesem Zwischenbereich ist eine Beschreibung der Ankopplung weitaus komplizierter. Daher wird hier die Definition für  $\tau$  in einer molekularen Strömung verwendet, gegeben in Gleichung 3 (Blum et al., 1996). Berücksichtigt man die im MMSN Modell gegebenen Werte für die Dichte des Gases  $\rho_g$  und die thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle  $v_g$  (Hayashi et al., 1985), so erhält man folgende Gleichung:

$$\tau = 3,28 \cdot 10^5 \left( \frac{r}{m} \right) \left( \frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^3 s \quad (26)$$

Die in Abb. 39 gezeigten Größenverteilungen zeigen, dass die bei weitem größte Anzahl an Ejecta bei Radien um 0,1 mm zu finden ist. Bei einer radialen Entfernung von 1 AU beträgt die Ankoppelzeit für diese Partikel in einer molekularen Strömung  $\tau \approx 32$  s.

Die meisten langsamen Ejecta folgen Trajektorien, die dem Gegenwind direkt entgegengesetzt verlaufen. Für diese Ejecta ist die Beschleunigung ausreichend hoch, um sie zum Target zurück zu beschleunigen, solange ihre Geschwindigkeit deutlich langsamer ist als der Gegenwind. Die Beschleunigung durch den Gegenwind ist ausreichend um Ejecta mit  $r = 0,1$  mm zum Target zurück zu bringen, so lange deren Geschwindigkeit nicht mehr als  $0,5 \text{ ms}^{-1}$  beträgt (nimmt man an, die Ejecta beschreiben eine einfache Wurfparabel und bewegen sich direkt entgegengesetzt zum Gegenwind, dann beträgt die Reichweite der Parabel bei  $v_0 = 0,5 \text{ ms}^{-1}$  und  $a \approx 0,28 \text{ ms}^{-2}$  etwa 6 bis 10 cm, Ejecta können das Target also wieder erreichen). Die Übersicht über die Geschwindigkeiten der Ejecta in Abb. 44 zeigt, es gibt Ejecta mit Geschwindigkeiten zwischen  $0,3 \text{ ms}^{-1}$  und  $0,5 \text{ ms}^{-1}$ , die langsam genug sind und durch den Gegenwind zum Target zurück befördert werden können (zu sehen sind einige der langsamen Ejecta in Kreis 6 von Abb. 43). Wie groß die Anzahl der Fragmente ist, die klein und langsam genug sind um reakkretiert zu werden, lässt sich, wie bereits erwähnt, nicht quantitativ bestimmen. Nach der Kollision entsteht eine dichte Wolke an Fragmenten, in der gerade die kleinsten Partikel kaum zu sehen sind. Somit ist es auch nicht möglich eine Abschätzung zur Akkretionseffizienz zu machen.

Reakkretion von Fragmenten wurde bereits in Experimenten und Simulationen studiert. In den Experimenten von Wurm et al. (2001b) und Wurm et al. (2001a) zeigt sich, dass Reakkretion noch möglich ist, wenn der größere Körper zehn mal so groß ist wie die mittlere freie Weglänge. Jankowski et al. (2016) simulieren Kollisionen von unterschiedlich großen Körpern in einer protoplanetaren Scheibe und die Bewegung der Projektilfragmente im Gegenwind. Bis zu 60% der Masse der Fragmente kann demnach vom Target reakkretiert

werden. Andererseits zeigen die Simulationen von Sellentin et al. (2013) keine Reakkretion von Fragmenten in viskoser Strömung. Befinden sich die Partikel hingegen in einer molekularen Strömung, so finden auch Sellentin et al. (2013) Reakkretion. Für den Übergangsbereich zwischen den beiden Strömungsarten, in dem wir uns in den Experimenten befinden, lässt sich aus den Simulationen von Sellentin et al. (2013) kein Rückschluss ziehen, ob Reakkretion möglich ist.

Die in Abb. 40 gezeigten Massenanteile der Fragmente wiederum zeigen, dass der Anteil der kleinsten Ejecta – also gerade die, die für Reakkretion in Frage kommen – mit steigender Kollisionsenergie zunimmt. Zusätzlich zur höheren Akkretionseffizienz beim direkten Massentransfer eröffnet dies die Möglichkeit für effizienteres Wachstum bei höheren Kollisionsenergien.

### 5.1.3 Entstehung von eisigen Planetesimalen nahe der „snowline“

Mehrere Modelle erörtern die Möglichkeit für Planetesimale aus Eis jenseits der „snowline“, die im MMSN Modell in etwa bei 3 AU liegt. Eine wichtige Motivation für diese Studien ist die Erwartung, dass Agglomerate aus Wassereis im Vergleich zu Staubagglomeraten in Kollisionen eher haften. Die Annahme verstärkter Haftung wird beispielsweise in den Simulationen von Drażkowska und Dullemond (2014) verwendet. In den Simulationen ist Wachstum von Dezimeter großen Agglomeraten und damit die Entstehung von Planetesimalen nur jenseits der „snowline“ möglich. Konzentrationsmechanismen, wie die „streaming instability“, sind für Dezimeter große Agglomerate erst wirklich effektiv und somit die Entstehung von Planetesimalen durch gravitativen Kollaps erst möglich. Die Experimente von Musiolik et al. (2016) unterstreichen die Bedeutung von Wassereis zusätzlich. In Kollisionen zeigen sie, dass die Hafteigenschaften von CO<sub>2</sub>-Eis viel eher denen von Staub ähneln. Jenseits der CO<sub>2</sub>-„ice line“ kondensiert CO<sub>2</sub> auf die Partikel und ist entsprechend wichtig für die Kollisionseigenschaften. Wachstum durch Haftung ist somit möglicherweise auf die Region zwischen der „snowline“ und der CO<sub>2</sub>-„ice line“ beschränkt.

Einige Modelle betrachten Wachstum hoch poröser Agglomerate bis zu einigen hundert Metern (Okuzumi et al. (2012); Kataoka et al. (2013), zu sehen in Abb. 6). Andererseits kann thermische Prozessierung, wie z.B. sintern, diese porösen Agglomeraten kompakter werden lassen. Sirono (2011) analysiert in seinen Simulationen den Prozess des Sinterns durch Sublimation und Kondensation für eisbedeckte Staubpartikel. Nach innen in der Scheibe driftende Eisagglomerate fangen an zu sublimieren, sobald sie sich der „snowline“ nähern. Sirono (2011) zeigen, dass die sublimierten Moleküle anschließend an den Verbindungsstellen zwischen einzelnen Körnern kondensieren. Dieser Sinterprozess ver-



ändert die Kollisionseigenschaften der Agglomerate.

Ros und Johansen (2013) beschreiben die Entstehung von solidem Eis nahe der „snowline“. In ihrem Modell kondensiert durch die turbulente Bewegung des umgebenden Gases über die „snowline“ diffundierender Wasserdampf auf bereits existierenden Eiskpartikeln (veranschaulicht in Abb. 7). Durch diesen Prozess entstehen solide Eiskörper, die im Modell von Ros und Johansen (2013) bis zu Dezimeter groß werden können. Wachstum durch Massentransfer in Kollisionen unterschiedlich großer Körper ist dabei eine Möglichkeit, wie die im Modell von Ros und Johansen (2013) entstehenden soliden Dezimeter großen Eiskörper weiter wachsen können (Windmark et al., 2012a; Garaud et al., 2013). Daher sind die in im Rahmen dieser Arbeit gemachten Experimente zu Kollisionen von solidem Eis interessant für Modelle zur eisigen Planetesimalentstehung nahe der „snowline“.

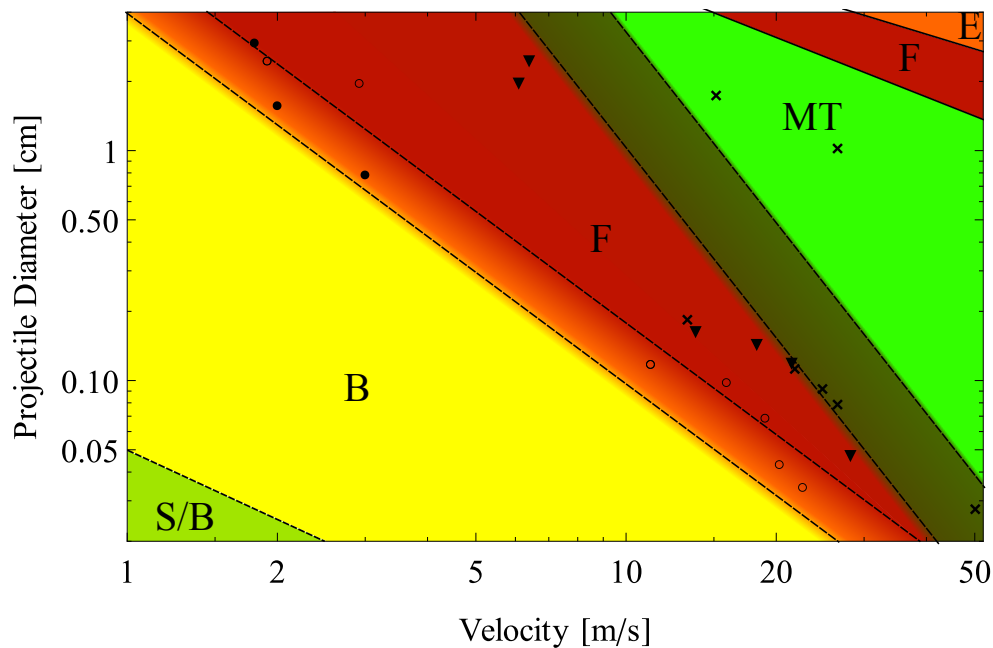
### Erste Schritte zu einem umfassenden Kollisionsmodell

Um die Entwicklung von Körpern aus Eis in einer protoplanetaren Scheibe simulieren zu können, benötigt man ein Kollisionsmodell, wie es auch von Windmark et al. (2012a) entwickelt wird. Bisher gibt es jedoch nur wenige Experimente mit Zentimeter und Dezimeter großem Eis bei Geschwindigkeiten im Bereich  $1 \text{ m s}^{-1}$  bis  $50 \text{ m s}^{-1}$ . Viele Experimente untersuchen Kollisionen bei deutlich geringeren Geschwindigkeiten im  $\text{cm s}^{-1}$ -Bereich, um mehr über die Entwicklung der Partikel in planetaren Ringen, z.B. die Ringe des Saturn, zu erfahren (Bridges et al., 2001; Heißelmann et al., 2010; Hill et al., 2015). Dies wird im folgenden Abschnitt näher erläutert. Andere Experimente wiederum analysieren deutlich höhere Geschwindigkeiten jenseits von  $100 \text{ m s}^{-1}$  (Arakawa et al., 1995; Yasui et al., 2014). Die Ergebnisse im Rahmen dieser Arbeit analysierten Kollisionen von Mikrometer bis Zentimeter großen Projektilen auf ein Dezimeter großes Target sind in Abb. 46 dargestellt.

Die Grenzen zwischen den verschiedenen Resultaten, beobachtet werden Sticking (S), Bouncing (B) und Fragmentation (F) des Projektils ebenso wie Massentransfer (MT) zum bzw. Erosion (E) des Targets, ergeben sich aus den experimentellen Ergebnissen. Die Grenzen sind aus den Experimenten jedoch nicht über den gesamten dargestellten Bereich exakt zu bestimmen. Vielmehr zeigen die farblich abgehobenen Flächen zwischen den gestrichelten Linien an, in welchem Bereich der Übergang stattfindet.

Bei niedrigen Geschwindigkeiten gibt es für Projektile kleiner als etwa  $500 \mu\text{m}$  sowohl Sticking als auch Bouncing, zu sehen in Abb. 42. Bei höheren Geschwindigkeiten bzw. größeren Projektilen wird nur noch Bouncing beobachtet, die Grenze zwischen beiden Bereichen lässt sich aus den Ergebnissen aus Abb. 42 nur grob abschätzen.

In die Grenze zwischen Bouncing und Fragmentation gehen zum einen die hier ermittelten



**Abbildung 46:** Ergebnisse der Kollisionen unterschiedlich großer Projektile mit einem Dezimeter großen Target (S/B = Sticking und Bouncing, B = Bouncing, F = Fragmentation, MT = Massentransfer, E = Erosion des Targets). Kreise zeigen die Grenze zur Fragmentation, dabei sind die gefüllten Kreise Ergebnisse von Higa et al. (1998). Dreiecke zeigen die höchsten Geschwindigkeiten von Kollisionen mit Fragmentation ohne Massentransfer, Kreuze die niedrigsten Geschwindigkeiten mit Massentransfer. Für Details zu den Grenzen, siehe Text.

Grenzbedingungen ein, zu sehen in Abb. 20 und 42. Zum anderen werden auch Ergebnisse der Experimente von Higa et al. (1998) verwendet (gefüllte Kreise in Abb. 46), die Kollisionen von Millimeter bis Zentimeter großen Eiskugeln auf deutlich größere Targets untersuchen. Higa et al. (1998) analysieren zwar in erster Linie den Übergang von elastischen zu inelastischen Kollisionen, finden aber auch Fragmentation der Projektile in den Kollisionen (schwarze Quadrate in Abb. 4 von Higa et al. (1998)). Die Kreise in Abb. 46 zeigen die Grenze zur Fragmentation für unterschiedlich große Projektile, die gestrichelte Linie zeigt den Übergangsbereich, in dem die Fragmentation der Projektile beginnt.

Die Grenze zwischen reiner Fragmentation des Projektils und Massentransfer zum Target ergibt sich sowohl aus Abb. 42 als auch aus den Ergebnissen in Abb. 20, 23 und 25. Die Kreuze in Abb. 46 zeigen die niedrigsten Geschwindigkeiten bei denen bereits Massentransfer beobachtet wird, die Dreiecke die höchsten Geschwindigkeiten von Kollisionen, in denen das Projektil ohne Massentransfer fragmentiert. Bei den Kollisionen mit (Sub-)Millimeter großen Projektilen wird der Übergang direkt beobachtet, bei den Zentimeter großen Projektilen hingegen nicht. Im entscheidenden Geschwindigkeitsbe-

reich zwischen  $7\text{ ms}^{-1}$  und  $15\text{ ms}^{-1}$  fehlen entsprechende Experimente. Die niedrigsten Geschwindigkeiten der Kollisionen mit Massentransfer der Zentimeter großen Projektile stellen daher allenfalls eine obere Abschätzung für die Grenze dar. Für eine genauere Bestimmung wären weitere Experimente, auch für Millimeter große Projektile, notwendig. Die in den Kollisionen der Zentimeter großen Projektile beobachtete obere Grenze für Massentransfer ergibt sich aus der in Abb. 24 gezeigten Abhängigkeit der Grenzgeschwindigkeit von der Projektilegröße. Jenseits dieser Grenze findet kein Massentransfer zum Target mehr statt, lediglich das Projektil fragmentiert. Bei noch höheren Geschwindigkeiten beginnt Erosion des Targets. Die Grenzbedingung erhält man aus der nach Abb. 26 berechneten spezifischen Energie  $Q = 8,82\text{ J kg}^{-1}$ , aus der man die kinetische Energie (und damit die Geschwindigkeit) berechnen kann, ab der Erosion für Projektile unterschiedlicher Größe stattfindet. Dabei bleibt die in Tabelle 2 gezeigte Abhängigkeit von der Anzahl der Kollisionen unberücksichtigt.

Insgesamt erhält man aus den in dieser Arbeit gemachten Kollisionsexperimenten einen umfassenden Überblick über das Verhalten von Kollisionen unterschiedlich großer Körper aus solidem Eis über einen großen Geschwindigkeitsbereich. Dabei zeigt sich in den Experimenten im wesentlichen ein Übergang zwischen Bouncing bei niedrigen, Fragmentation bei mittleren und Massentransfer bei höheren Geschwindigkeiten, wobei sich die Grenzen für größer werdende Projektile zu kleineren Geschwindigkeiten verschieben. Für sehr kleine Projektile gibt es darüber hinaus bei niedrigen Geschwindigkeiten einen Übergangsbereich, in dem sowohl Sticking als auch Bouncing möglich ist. Dieser Übergangsbereich zeigt sich ebenso in Kollisionen von in etwa  $150\text{ }\mu\text{m}$  großen Agglomeraten bei Geschwindigkeiten zwischen  $0,3\text{ ms}^{-1}$  und  $1\text{ ms}^{-1}$ , bei Musiolik (2015) in Abb. 4.18 dargestellt. Andererseits gibt es für die Zentimeter großen Projektile eine obere Grenze, ab der kein Massentransfer mehr stattfindet, dargestellt in Abb. 24. Bei noch höheren Geschwindigkeiten beginnt die Erosion des Targets.

### Wachstum in Kollisionen mit Massentransfer?

Möchte man nun die im vorherigen Abschnitt beschriebenen und in Abb. 46 gezeigten Ergebnisse der Kollisionsexperimente in Modelle für die Entstehung eisiger Planetesimale nahe an der „snowline“ (Ros und Johansen, 2013) einbinden, muss man zunächst die Relativgeschwindigkeiten betrachten. Diese hängen sowohl von der radialen Entfernung zum Stern als auch vom verwendeten Modell der protoplanetaren Scheibe ab. Im MMSN Modell liegen die Relativgeschwindigkeiten bei einer Kollision eines Millimeter bzw. Zentimeter großen Körpers und eines Dezimeter großen Körpers, bei einer radialen Entfernung zum Stern von 3 AU, im Bereich zwischen  $5\text{ ms}^{-1}$  (siehe Abb. 2 bzw. Weidenschilling und Cuzzi (1993)) und  $10\text{ ms}^{-1}$  (siehe Abb. 6 von Windmark et al. (2012a)). Bei

diesen Geschwindigkeiten resultieren Kollisionen von Millimeter großen Körpern hauptsächlich in Bouncing oder Fragmentation, weiteres Wachstum des größeren Körpers findet nicht statt. Für Zentimeter große Körper hingegen ist Massentransfer zum Target möglich, realistisch ist er jedoch allenfalls bei den von Windmark et al. (2012a) berechneten höheren Relativgeschwindigkeiten. Innerhalb des MMSN Modells erscheint Wachstum durch Massentransfer entsprechend wenig geeignet für weiteres Wachstum der Dezimeter großen soliden Eiskörper. Dies gilt insbesondere dann, wenn man die in den Mehrfachkollisionen beobachtete Erosion der vorher gewachsenen Struktur bedenkt. Bereits bei fünf oder sechs Kollisionen geht Massentransfer in Erosion über.

Andererseits kann Wachstum durch Massentransfer auch für solides Eis von Interesse sein, betrachtet man etwa das von Brauer et al. (2008) entwickelte Modell für protoplanetare Scheiben. Darin ist die Oberflächendichte um eine Größenordnung kleiner im MMSN Modell, was zu deutlich höheren erwarteten Relativgeschwindigkeiten führt (siehe Abb. 3). Für Kollisionen Zentimeter großer Körper mit einem Dezimeter großen Target, wiederum bei einer Entfernung von 3 AU, beträgt sie ca.  $45 \text{ ms}^{-1}$ . Bei diesen Geschwindigkeiten ist Massentransfer schon bei den kleinsten hier analysierten Projektilen, die Durchmesser liegen hier bei knapp  $200 \mu\text{m}$ , das zu erwartende Resultat einer Kollision. Zwar kommt es bei größeren Projektilen nicht mehr zu Massentransfer, Kollisionen können sogar zu Erosion des größeren Körpers führen, dennoch bleibt Massentransfer eine denkbare Möglichkeit für Wachstum. Dies liegt unter anderem daran, dass das Projektil in jeder Kollision in eine große Zahl an Fragmenten zerbricht (die Größenverteilung findet sich in Abb. 41). Kollidieren diese Fragmente wiederum mit einem Dezimeter großen Körper, so kann es ebenfalls zu Massentransfer kommen. Effektives Wachstum des größeren Körpers durch Massentransfer ist demnach weiterhin möglich, selbst wenn es in der primären Kollision mit dem Zentimeter großen Projektil kaum oder gar keinen Massentransfer kommt. Zumal sich in den Experimenten zeigt, dass nur ein sehr kleiner Teil der Masse des Targets, weniger als 0,2%, in diesen Kollisionen erodiert wird. Das Target bleibt also auch bei Erosion weitgehend intakt, Kollisionen sind auch bei höheren kinetischen Energien allenfalls wachstumsneutral und nicht destruktiv.

Im von Windmark et al. (2012a) entwickelten Szenario entstehen durch Massentransfer in etwa 50m große Körper innerhalb von  $10^6$  Jahren, wobei die in Abb. 5 eingezeichnete Akkretionseffizienz in die Simulation einfließt. Hier soll nun auf Grundlage der in den Experimenten analysierten Akkretionseffizienz eine einfache Abschätzung für das mögliche Wachstum eines Dezimeter großen Körpers, der Kollisionen mit kleineren Körpern erfährt, gemacht werden. Vereinfachend wird dabei die Annahme gemacht, alle Masse der Projektile sei in Zentimeter großen Körpern, Kollisionen mit kleineren Körpern werden nicht berücksichtigt. Das Wachstum des größeren Körpers hängt entscheidend von der Anzahl der Kollisionen und der dabei transferierten Masse  $M_{MT}$  ab. In der Berechnung wird hier

eine Akkretionseffizienz von 5% angenommen, was bei einem Zentimeter großen Projektil mit einer Masse von 4 g einer transferierten Masse von  $M_{MT} = 0,2 \text{ g}$  entspricht. Die Kollisionsfrequenz  $k(r)$  ergibt sich aus dem Produkt von Wirkungsquerschnitt des Targets  $\sigma = \pi r^2$ , Teilchendichte der Projektile  $n$  und der Relativgeschwindigkeit  $v_r$ :

$$k(r) = \sigma v_r n = \pi r^2 v_r n \quad (27)$$

Die zeitliche Änderung der Masse des Targets erhält man durch Multiplikation von  $k(r)$  und  $M_{MT}$ :  $\frac{dm}{dt} = k(r)M_{MT}$ . Aus  $\frac{dm}{dt} = \frac{dm}{dr} \frac{dr}{dt}$  erhält man nun die zeitliche Änderung des Targetradius  $r$ . Unter der Annahme kugelförmiger Körper ist  $\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho$ . Setzt man dies ein, so erhält man für die zeitliche Abhängigkeit eine vom Radius unabhängige Konstante:

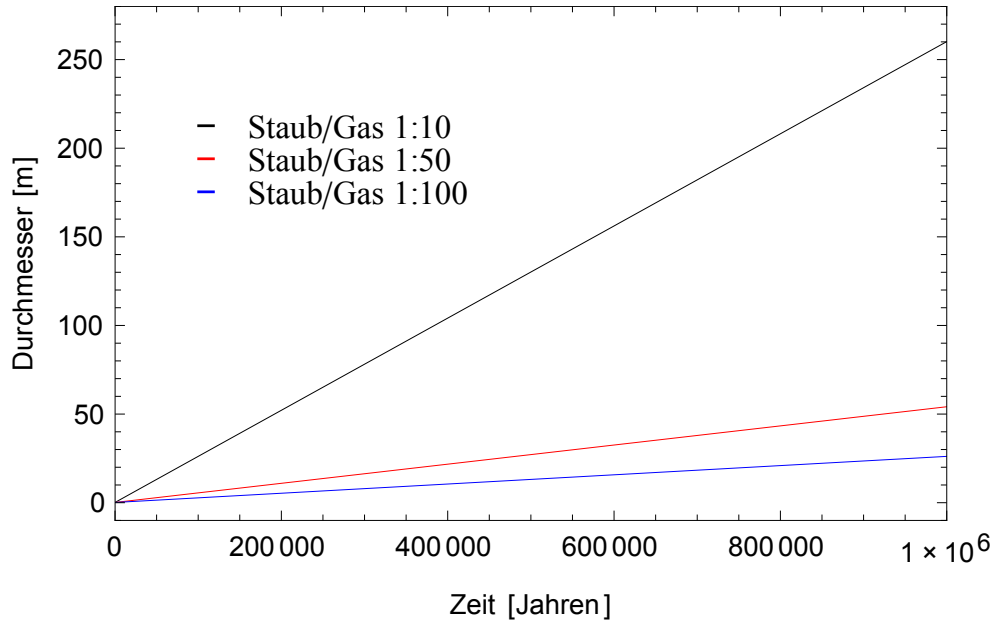
$$\frac{dr}{dt} = \frac{\pi r^2 v_r n M_{MT}}{4\pi r^2 \rho} = \frac{n v_r M_{MT}}{4\rho} = C \quad (28)$$

Durch Integration erhält man daraus  $r = r_0 + C \cdot t$ . Dies ist ein Ausdruck dafür, wie sich der Targetradius  $r$  durch Massentransfer bis zu einem Zeitpunkt  $t$  ändert. Am Beginn der Entwicklung, dieser Zeitpunkt wird auf  $t_0 = 0$  gesetzt, ist das Target ein Dezimeter großer Körper von 1300 g, eine Kugel mit  $r_0 = 7 \text{ cm}$ .

Die Relativgeschwindigkeit  $v_r$  wird für die Rechnung auf den von Brauer et al. (2008) für eine radiale Entfernung von 3 AU berechneten Wert von  $45 \text{ ms}^{-1}$  gesetzt. Die Teilchendichte  $n$  hängt wiederum von der Gas- bzw. Materialdichte ab. Im MMSN Modell wird die Gasdichte in der Mittelebene der Scheibe durch  $\rho_g = 1,4 \cdot 10^{-9} \left(\frac{R}{\text{AU}}\right)^{-11/4} \text{ g cm}^{-3}$  beschrieben, bei 3 AU ist  $\rho_g = 6,8 \cdot 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$  (Hayashi et al., 1985). Durch Division der Gasdichte mit der Masse eines Teilchens und dem Verhältnis von Staub- zu Gasdichte erhält man die Teilchendichte. Bei einer Teilchenmasse von 4 g und einem Verhältnis von Staub- zu Gasdichte von 1:100 – wie es Windmark et al. (2012a) annehmen – ergibt sich  $n = 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-3}$ . In diesem Fall ist  $C = 4,2 \cdot 10^{-11} \text{ cm s}^{-1} = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ m Jahr}^{-1}$ .

Abb. 47 zeigt das Wachstum eines Dezimeter großen Körpers durch Massentransfer über einen Zeitraum von  $10^6$  Jahren für drei unterschiedliche Verhältnisse von Staub- zu Gasdichte. Bei einem Verhältnis von 1 : 100 wächst das Target lediglich auf etwa 25 m an. Nimmt man ein Verhältnis von 1 : 50, so entsteht ein ca. 50 m großer Körper, was ziemlich genau dem Ergebnis von Windmark et al. (2012a) für den gleichen Zeitraum entspricht. Bei einem Verhältnis von 1 : 10 würde das Target gar auf ungefähr 250 m anwachsen.

Die in Abb. 47 gezeigte Rechnung kann nur eine recht grobe Abschätzung der Entwicklung sein, denn die dazu gemachten Betrachtungen enthalten einige vereinfachende Annahmen. Zunächst einmal werden nur Zentimeter große Projektile betrachtet, für eine realistischere Betrachtung benötigt man jedoch eine Größenverteilung. Massentransfer



**Abbildung 47:** Einfache Abschätzung zum Wachstum eines Dezimeter großen Körpers durch Massentransfer in Kollisionen mit Zentimeter großen Projektilen bei unterschiedlichen Verhältnissen von Staub- zu Gasdichte.

von Projektilen, die kleiner als Zentimeter sind, wurde in den Experimenten dieser Arbeit allerdings allenfalls qualitativ analysiert, die Akkretionseffizienz etwa bleibt dabei weitgehend unklar. Da nur Zentimeter große Projektilen betrachtet werden, werden auch die in den Kollisionen entstehenden Fragmente vernachlässigt. Wie Abb. 46 zeigt, ist Massentransfer auch in Kollisionen mit kleineren Körpern eine realistische Option und damit möglicherweise auch ein effektiveres Wachstum. Andererseits bleiben jedoch auch Kollisionen mit größeren Projektilen unberücksichtigt, die unter bestimmten Bedingungen zu Erosion des Targets führen können (siehe Abb. 46). In den Simulationen von Zsom et al. (2010) wie auch Windmark et al. (2012a) wiederum zeigt sich, dass die Anzahl der größeren Körper gering bleibt, da Zentimeter große Körper hauptsächlich Bouncing-Kollisionen erfahren. Trotz aller Einschränkungen erlaubt die hier gemachte einfache Abschätzung einen – zumindest qualitativen – Eindruck von den Möglichkeiten und Zeitskalen des Wachstums durch Massentransfer. Für eine detailliertere Analyse wären ausführlichere Betrachtungen nötig, wie es Windmark et al. (2012a) in ihrem Modell machen.

Wie bereits in Abschnitt 5.1.1 erläutert, muss man die experimentellen Ergebnisse an die tieferen Umgebungstemperaturen einer protoplanetaren Scheibe anpassen. Betrachtet man die Ergebnisse der Experimente von Higa et al. (1996), Higa et al. (1998) oder Musiolik et al. (2016), so ändern sich die Resultate der Kollisionen bei tiefen Temperaturen zwar

nicht prinzipiell, die Grenzbedingungen müssen jedoch angepasst werden. Dies bedeutet, es gibt bei höheren Geschwindigkeiten weiterhin Massentransfer zum Target. Jedoch muss man sowohl die untere Grenze, bei der Fragmentation des Projektils in Massentransfer zum Target übergeht, als auch die obere Grenze, ab der kein Massentransfer mehr stattfindet, zu höheren Geschwindigkeiten verschieben. Dies unterstreicht nochmals, dass bei den im MMSN Modell erwarteten niedrigeren Relativgeschwindigkeiten, Wachstum durch Massentransfer eher unrealistisch ist. Bei den im Modell von Brauer et al. (2008) berechneten höheren Relativgeschwindigkeiten hingegen resultieren Kollisionen von Millimeter und Zentimeter großen Projektilen weiterhin in Massentransfer. Für kleinere Projektile bedeutet eine Verschiebung der Grenze möglicherweise, dass Kollisionen bei tiefen Temperaturen tendenziell eher mit Fragmentation ohne Massentransfer enden. Andererseits ist durch eine Verschiebung der oberen Grenze, Massentransfer auch für größere Projektile denkbar. Zusätzlich dazu deuten die Ergebnisse von Higa et al. (1998), die für solides Eis eine um Faktor zwei höhere Bruchfestigkeit bei tiefen Temperaturen ermitteln, darauf hin, dass die Grenze zur Erosion zu einer höheren spezifischen Energie verschoben ist. Die Verschiebung dieser beiden Grenzen erweitert den Bereich, in dem Wachstum durch Massentransfer möglich ist, hin zu höheren Geschwindigkeiten bzw. höheren kinetischen Energien bei tiefen Temperaturen.

Bisher gibt es zu Massentransfer in Kollisionen keine Experimente bei niedrigen Temperaturen. Es ist also nicht ganz klar, wie die Grenzen dorthin skaliert werden müssen und wie sich eine niedrigere Temperatur auf die Akkretionseffizienz auswirkt. Weiteres Wachstum durch Massentransfer in Kollisionen bleibt unabhängig davon eine Option, die in die Modelle zur eisigen Planetesimalentstehung einbezogen werden kann. Kollisionsexperimente bei niedrigen Temperaturen können hier weitere Erkenntnisse für die Anwendung liefern, sind aber nur schwer zu realisieren.

## 5.2 Ringe des Saturn

Die Ringe des Saturn und ihre Entwicklung wurden und werden in einer ganzen Reihe von Studien analysiert (Bridges et al., 2001; Nicholson et al., 2008; Elliott und Esposito, 2011). Dazu zählen zum einen Beobachtungen der Ringe. Diese werden meist mit Teleskopen auf der Erde bzw. im Erdorbit vorgenommen (Leyrat et al., 2008; Hedman und Stark, 2015). Darüber hinaus haben am Saturn vorbei fliegende Raumsonden, Voyager und vor allem Cassini, eine Vielzahl an Aufnahmen von Saturn und seinen Ringen gemacht (Showalter, 1998; Nicholson et al., 2008; Filacchione et al., 2012; French et al., 2014). Andererseits gibt es mehrere experimentelle Studien zum Verhalten von Eispartikeln bei den innerhalb der Ringe erwarteten Relativgeschwindigkeiten (Bridges et al., 2001; Heißelmann et al.,

2010; Hill et al., 2015), denn die Entwicklung des Ringsystems wird maßgeblich von den Kollisionen der Partikel beeinflusst. Dies betrifft insbesondere die Dicke der Ringe. Inelastische Stöße der Ringpartikel führen dazu, dass die Dicke der Ringe im Vergleich zur radialen Ausdehnung sehr klein ist. Für diesen Prozess ist der Restitutionskoeffizient von entscheidender Bedeutung.

### 5.2.1 Entwicklung der Ringe in langsamen Kollisionen

In den Hauptringen (C-, A- und B-Ring) befinden sich fast ausschließlich Partikel aus Wassereis (Nicholson et al., 2008), meist Zentimeter bis Meter groß. Wie die Experimente in dieser Arbeit verdeutlichen, unterscheiden sich die Kollisionseigenschaften von Agglomeraten aus Staub sehr deutlich von denen aus Eis. Dennoch sind die im Fallturm in Bremen untersuchten Kollisionen poröser Staubagglomerate in diesem Zusammenhang interessant. Das liegt daran, dass die Oberflächen der Eispartikel nicht glatt sind. Vielmehr sind die Partikel mit einer Schicht aus Frost oder Regolith bedeckt (Elliott und Esposito, 2011; Filacchione et al., 2012). Das Verhalten in Kollisionen bei niedrigen Geschwindigkeiten, dabei vor allem der Restitutionskoeffizient, wird maßgeblich durch die Oberfläche bestimmt (Bridges et al., 2001). Darüber hinaus liegen die zwischen den Ringpartikeln erwarteten Relativgeschwindigkeiten von einigen  $\text{cm s}^{-1}$  (Porco et al., 2008) exakt in dem Bereich, der auch in den Experimenten analysiert wurde. Entsprechend lassen sich die in Abb. 27 gezeigten Ergebnisse auch auf die Entwicklung in den Ringen des Saturn anwenden.

Durch inelastische Kollisionen wird kinetische Energie dissipiert und das Ringsystem im Gleichgewicht gehalten. Diese Prozesse erfordern einen mit steigender Relativgeschwindigkeit abnehmenden Restitutionskoeffizienten (Goldreich und Tremaine, 1978). Dies führt dazu, dass Restitutionskoeffizient und optischen Dichte der Ringe direkt miteinander verknüpft sind (Goldreich und Tremaine, 1978; Borderies et al., 1984). Je größer die optische Dichte, desto weniger Energie geht in die Relativbewegungen zwischen Partikeln, die Relativgeschwindigkeiten nehmen ab (Borderies et al., 1984). Bei größerer optischer Dichte muss entsprechend weniger kinetische Energie in Kollisionen dissipiert werden, der Restitutionskoeffizient steigt mit zunehmender optischer Dichte an. Die im Vergleich zur radialen Ausdehnung geringe Dicke der Ringe lässt sich aus der Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von Relativgeschwindigkeit und optischer Dichte erklären (Borderies et al., 1984). Für die größeren Ringe schlagen Goldreich und Tremaine (1978) einen Restitutionskoeffizienten von  $\varepsilon > 0,6$  vor. Die hier durchgeführten Experimente zeigen, dass dies eine realistische Annahme ist, solange Relativgeschwindigkeiten klein genug sind.



### 5.2.2 Störungen des Ringsystems

Durch äußere Störungen des Ringsystems kann es zu deutlich höheren Relativgeschwindigkeiten zwischen den Partikeln kommen (Showalter, 1998; Winter et al., 2007). Dies betrifft vor allem den F-Ring des Saturn, ein weit außerhalb des A-Rings befindlicher dünner Ring zwischen den Monden Prometheus und Pandora. Beobachtungen des F-Rings durch Voyager und Cassini zeigen helle Strukturen, auch als „braids“ bezeichnet. Einige dieser Strukturen lassen sich möglicherweise durch den gravitativen Einfluss der den F-ring flankierenden Monde Prometheus und Pandora erklären (Dermott, 1981). Winter et al. (2007) simulieren die Bewegung von „moonlets“ – Objekte am Rand des F-Rings, die deutlich größer sind als die üblichen Partikel, aber wesentlich kleiner als die benachbarten Monde – durch das Ringsystem. Der gravitative Einfluss der Monde verursacht eine turbulente Bewegung der „moonlets“, die sich daraufhin durch den F-Ring bewegen, und führt bei Winter et al. (2007) zu einer Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Rings von einigen  $\text{ms}^{-1}$ .

Der Ursprung von anderen, kurzlebigen, Strukturen ist dagegen bisher nicht ganz klar. Eine mögliche Ursache ist der Einschlag von kleinen Meteoriten (Showalter, 1998; Tiscareno et al., 2013b). Showalter (1998) analysieren den Einschlag eines 10 cm großen Meteoriten in den F-Ring und finden Relativgeschwindigkeiten der Ringpartikel von  $4\text{ms}^{-1}$ . Andere Studien wiederum widersprechen dieser These und sehen den Ursprung der kurzlebigen Strukturen in der Zerstörung größerer Objekte innerhalb des Rings, einige hundert Meter oder gar einige Kilometer groß, durch Kollisionen bei Geschwindigkeiten um die  $10\text{ms}^{-1}$  (Esposito et al., 2008).

Die in dieser Arbeit untersuchten Kollisionen von soliden Zentimeter großen Eiskugeln bei Geschwindigkeiten zwischen  $1\text{ms}^{-1}$  und  $7\text{ms}^{-1}$  können für das Verhalten der Ringpartikel bei äußeren Störungen interessant sein. Dabei sind insbesondere die ermittelten Grenzen zur Fragmentation von Interesse, liegen sie doch in dem durch Störungen erwarteten Bereich der Relativgeschwindigkeiten. Im Gegensatz zu den im vorherigen Abschnitt diskutierten Kollisionen bei geringen Geschwindigkeiten spielt die Oberflächenbeschaffenheit für die Fragmentation keine große Rolle, die Experimente mit regolith- und frostfreien Kugeln lassen sich daher in diesem Zusammenhang anwenden.

Dabei muss man jedoch zunächst wieder die Ergebnisse an die ebenfalls niedrigere Umgebungstemperatur innerhalb der Ringe anpassen. Higa et al. (1998) zeigen, dass die Bruchfestigkeit von solidem Eis bei niedrigen Temperaturen um Faktor zwei höher ist. Entsprechend könnte auch die Grenzggeschwindigkeit zur Fragmentation der Eiskugeln bei niedrigen Temperaturen um diesen Faktor größer sein. Andererseits muss man für eine Anwendung der Experimente auf Kollisionen von Ringpartikeln noch die Porosität bzw. Dichte der Partikel beachten. Auch wenn in den Ringen des Saturn mehrheitlich Eispartikel erwartet werden, so liegt die mittlere Dichte vermutlich nur um die  $0,5\text{g cm}^{-3}$  (eine

detaillierte Betrachtung zur Dichte der Partikel findet sich bei Tiscareno et al. (2013a)). Für Partikel geringerer Dichte erwartet man qualitativ, dass Fragmentation bereits bei niedrigeren Geschwindigkeiten einsetzt, also genau im Gegensatz zum Effekt der niedrigeren Temperatur steht. Wie sich eine geringe Dichte quantitativ auf die Grenze zur Fragmentation auswirkt, ist nicht bekannt, Experimente hierzu existieren bislang nicht. Shimaki und Arakawa (2012) vergleichen zwar Kollisionen von Eiskugeln mit Porosität zwischen 30% und 70%, führen aber hauptsächlich Experimente bei deutlich höheren Geschwindigkeiten durch.

## Fazit

---

Seit geraumer Zeit beschäftigen sich Simulationen und Experimente mit in der Planetenentstehung involvierten Prozessen. Ein umfassendes und alle Probleme lösendes Modell der Entwicklung von der protoplanetaren Scheibe, bestehend aus Gas und Mikrometer großen festen Partikeln, bis hin zum fertigen Planetensystem gibt es trotz allem aber immer noch nicht. Gerade beim Zwischenschritt der Planetesimalentstehung gibt es noch mehrere offene Fragen, in Experimenten und Simulationen finden sich unterschiedliche Barrieren für weiteres Wachstum. Dazu gehören Bouncing oder Fragmentation in Kollisionen ebenso wie die schnelle radiale Drift von Dezimeter und Meter großen Körpern zum Stern. Dies sind jedoch ganz offensichtlich in erster Linie Barrieren in unserer Vorstellung, zeigt doch die große Anzahl an entdeckten Exoplaneten sehr deutlich, dass bei der Entstehung eines Sterns fast immer auch Planeten entstehen. Für ein besseres Verständnis der Planetenentstehung im Allgemeinen und die Entstehung unseres Sonnensystems im speziellen ist es dagegen unerlässlich diese Barrieren zu überwinden.

In den in dieser Arbeit präsentierten Experimenten werden die Kollisionseigenschaften von Zentimeter bis Dezimeter Großen Agglomeraten untersucht. Dieser Größenbereich spielt für die Modelle zur Planetesimalentstehung eine zentrale Rolle, befinden sich doch gerade hier mehrere der vorhin erwähnten Barrieren. Entsprechend gibt es für diesen Bereich eine ganze Reihe von Modellen, die Wege für weiteres Wachstum bis hin zu Planetesimalen vorschlagen und untersuchen. Die Kollisionsdynamik der in diesen Prozessen beteiligten Agglomerate ist dabei sehr wichtig, denn diese befinden sich in einer protoplanetaren Scheibe, in der durch die Wechselwirkung mit dem Gas Relativgeschwindigkeiten zwischen den Agglomeraten entstehen, die zu Kollisionen führen. Für ein umfassendes Modell der Entwicklung der Agglomerate benötigt man ein ebenso umfassendes Modell für die Kollisionen der Agglomerate, so wie es Windmark et al. (2012a) für ihre Simulationen entwickeln.

In einem solchen Kollisionsmodell sind die Grenzbedingungen zwischen den unterschiedlichen Kollisionsresultaten besonders wichtig. Ab wann geht Sticking in Bouncing über, wann in Fragmentation? Wann gibt es in Kollisionen unterschiedlich großer Agglomerate statt reiner Fragmentation, Massentransfer zum Target, wann beginnt Erosion des Targets? Einige dieser Grenzbedingungen werden in dieser Arbeit untersucht, die Ergebnisse können nun in den Modellen angewendet werden.

Die Analyse der Grenzen zur Fragmentation zeigt deutlich, dass Wachstum in Kollisionen gleich großer Agglomerate keine realistische Option für protoplanetare Scheiben ist. Dagegen ist Massentransfer weiterhin ein möglicher Weg, die „fragmentation barrier“ zu überwinden, wie es auch in den Modellen von Windmark et al. (2012a) und Garaud et al. (2013) bereits vorgeschlagen wurde. Die Experimente mit porösen Staubagglomeraten zeigen hier detailliert die Abhängigkeit der Akkretionseffizienz von diversen Kollisionsparametern. Die Akkretionseffizienz ist entscheidend für den Wachstumsprozess durch Massentransfer, bestimmt sie doch die Zeitskalen für diesen Prozess maßgeblich.

Diese Arbeit betrachtet nicht nur Kollisionen von Staub, die vor allem für den inneren Bereich der Scheibe interessant sind, sondern untersucht auch Kollisionen von solidem Eis. Gerade für die Bildung der Kerne von Gasriesen ist die Entstehung eisiger Planetesimale an oder jenseits der „snowline“ von großer Bedeutung. In dieser Arbeit wird daher die Möglichkeit von Massentransfer in Kollisionen von Agglomeraten aus Wassereis näher untersucht. Dies eröffnet, ähnlich wie bei porösen Staubagglomeraten, neue Optionen für Wachstum in Kollisionen. In Abb. 46 ist eine Übersicht über den Ausgang der Eiskollisionen für einen großen Geschwindigkeitsbereich dargestellt. Für ein ausführlicheres Modell müssten noch weitere Experimente, etwa mit millimetergroßen Projektilen, gemacht werden.

Auch wenn diese Arbeit natürlich nicht alle offenen Fragen zur Planetenentstehung beantworten kann, so liefern die Experimente doch eine ganze Reihe an interessanten Ergebnissen und Erkenntnissen zu den mechanischen Eigenschaften und zur Kollisionsdynamik von Zentimeter und Dezimeter Großen Körpern. Diese sind essentiell für Modelle, da sie die Grundlage für die darin gemachten Simulationen bilden. Somit fördern die Experimente nicht nur das Verständnis der Kollisionseigenschaften dieser Körper, sondern auch für deren Entwicklung innerhalb einer protoplanetaren Scheibe.

*„Grau ist alle Theorie – entscheidend ist’ auf’m Platz.“-*

Adi Preißler (\* 9.4.1921, † 15.6.2003), Kapitän der BVB-Meisterelf 1956 + 1957

# Literaturverzeichnis

- Alexander, R., Pascucci, I., Andrews, S., Armitage, P., und Cieza, L. (2014). The Dispersal of Protoplanetary Disks. *Protostars and Planets VI*, pages 475–496.
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., und Winisdoerffer, C. (2005). Models of giant planet formation with migration and disc evolution. *A&A*, 434:343–353.
- André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., Inutsuka, S.-I., Pudritz, R. E., und Pineda, J. E. (2014). From Filamentary Networks to Dense Cores in Molecular Clouds: Toward a New Paradigm for Star Formation. *Protostars and Planets VI*, pages 27–51.
- Arakawa, M. (1999). Collisional Disruption of Ice by High-Velocity Impact. *Icarus*, 142:34–45.
- Arakawa, M., Maeno, N., Higa, M., Iijima, Y.-I., und Kato, M. (1995). Ejection velocity of ice impact fragments. *Icarus*, 118:341–354.
- Aumatell, G. und Wurm, G. (2014). Ice aggregate contacts at the nm-scale. *MNRAS*, 437:690–702.
- Beitz, E., Güttler, C., Blum, J., Meisner, T., Teiser, J., und Wurm, G. (2011). Low-velocity Collisions of Centimeter-sized Dust Aggregates. *ApJ*, 736:34.
- Benz, W. und Asphaug, E. (1999). Catastrophic Disruptions Revisited. *Icarus*, 142:5–20.
- Blum, J. und Münch, M. (1993). Experimental investigations on aggregate-aggregate collisions in the early solar nebula. *Icarus*, 106:151.
- Blum, J., Schräpler, R., Davidsson, B. J. R., und Trigo-Rodríguez, J. M. (2006). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. I. Mechanical Properties and Relations to Primitive Bodies in the Solar System. *ApJ*, 652:1768–1781.
- Blum, J. und Wurm, G. (2000). Experiments on Sticking, Restructuring, and Fragmentation of Preplanetary Dust Aggregates. *Icarus*, 143:138–146.
- Blum, J. und Wurm, G. (2008). The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks. *ARA&A*, 46:21–56.
- Blum, J., Wurm, G., Kempf, S., und Henning, T. (1996). The Brownian Motion of Dust Particles in the Solar Nebula: An Experimental Approach to the Problem of Preplanetary Dust Aggregation. *Icarus*, 124:441–451.
- Blum, J., Wurm, G., Kempf, S., Poppe, T., Klahr, H., Kozasa, T., Rott, M., Henning, T., Dorschner, J., Schräpler, R., Keller, H. U., Markiewicz, W. J., Mann, I., Gustafson,

- B. A., Giovane, F., Neuhaus, D., Fechtig, H., Grün, E., Feuerbacher, B., Kochan, H., Ratke, L., El Goresy, A., Morfill, G., Weidenschilling, S. J., Schwehm, G., Metzler, K., und Ip, W.-H. (2000). Growth and Form of Planetary Seedlings: Results from a Microgravity Aggregation Experiment. *Physical Review Letters*, 85:2426.
- Borderies, N., Goldreich, P., und Tremaine, S. (1984). Unsolved problems in planetary ring dynamics. In Greenberg, R. und Brahic, A., editors, *IAU Colloq. 75: Planetary Rings*, pages 713–734.
- Brauer, F., Dullemond, C. P., und Henning, T. (2008). Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks. *A&A*, 480:859–877.
- Brearley, A. J. (1999). Origin of graphitic carbon and pentlandite in matrix olivines in the Allende meteorite. *Science*, 285:1380–1382.
- Bridges, F., Supulver, K., und Lin, D. N. C. (2001). Energy Loss and Aggregation Processes in Low Speed Collisions of Ice Particles Coated with Frosts or Methanol/Water Mixtures. In Pöschel, T. und Luding, S., editors, *Granular Gases*, volume 564 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 153.
- Calvet, N., D'Alessio, P., Hartmann, L., Wilner, D., Walsh, A., und Sitko, M. (2002). Evidence for a Developing Gap in a 10 Myr Old Protoplanetary Disk. *ApJ*, 568:1008–1016.
- Carroll, B. W. und Ostlie, D. A. (2006). *An introduction to modern astrophysics and cosmology*. Addison-Wesley.
- Cheng, X., Varas, G., Citron, D., Jaeger, H. M., und Nagel, S. R. (2007). Collective Behavior in a Granular Jet: Emergence of a Liquid with Zero Surface Tension. *Physical Review Letters*, 99(18):188001.
- Chiang, E. und Youdin, A. N. (2010). Forming Planetesimals in Solar and Extrasolar Nebulae. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 38:493–522.
- Chiang, E. I. und Goldreich, P. (1997). Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks. *ApJ*, 490:368–376.
- Davis, D. R. und Ryan, E. V. (1990). On collisional disruption - Experimental results and scaling laws. *Icarus*, 83:156–182.
- de Vries, B. L., Maaskant, K. M., Min, M., Lombaert, R., Waters, L. B. F. M., und Blommaert, J. A. D. L. (2015). Micron-sized forsterite grains in the pre-planetary nebula of IRAS 17150-3224. Searching for clues to the mysterious evolution of massive AGB stars. *A&A*, 576:A98.
- Deckers, J. und Teiser, J. (2013). Colliding Decimeter Dust. *ApJ*, 769:151.
- Deckers, J. und Teiser, J. (2014). Macroscopic Dust in Protoplanetary Disks - from Growth to Destruction. *ApJ*, 796:99.

- Deckers, J. und Teiser, J. (2016). Collisions of solid ice in planetesimal formation. *MNRAS*, 456:4328–4334.
- Dermott, S. F. (1981). The 'braided' F-ring of Saturn. *Nature*, 290:454–457.
- Desch, S. J. (2007). Mass Distribution and Planet Formation in the Solar Nebula. *ApJ*, 671:878–893.
- Dittrich, K., Klahr, H., und Johansen, A. (2013). Gravoturbulent Planetesimal Formation: The Positive Effect of Long-lived Zonal Flows. *ApJ*, 763:117.
- Dohnanyi, J. S. (1969). Collisional Model of Asteroids and Their Debris. *J. Geophys. Res.*, 74:2531.
- Dominik, C. und Tielens, A. G. G. M. (1997). The Physics of Dust Coagulation and the Structure of Dust Aggregates in Space. *ApJ*, 480:647–673.
- Drażkowska, J. und Dullemond, C. P. (2014). Can dust coagulation trigger streaming instability? *A&A*, 572:A78.
- Drażkowska, J., Windmark, F., und Dullemond, C. P. (2013). Planetesimal formation via sweep-up growth at the inner edge of dead zones. *A&A*, 556:A37.
- Dullemond, C. P. und Dominik, C. (2005). Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains. *A&A*, 434:971–986.
- Dutrey, A., Semenov, D., Chapillon, E., Gorti, U., Guilloteau, S., Hersant, F., Hogerheijde, M., Hughes, M., Meeus, G., Nomura, H., Piétu, V., Qi, C., und Wakelam, V. (2014). Physical and Chemical Structure of Planet-Forming Disks Probed by Millimeter Observations and Modeling. *Protostars and Planets VI*, pages 317–338.
- Elliott, J. P. und Esposito, L. W. (2011). Regolith depth growth on an icy body orbiting Saturn and evolution of bidirectional reflectance due to surface composition changes. *Icarus*, 212:268–274.
- Espaillet, C., Muzerolle, J., Najita, J., Andrews, S., Zhu, Z., Calvet, N., Kraus, S., Hashimoto, J., Kraus, A., und D'Alessio, P. (2014). An Observational Perspective of Transitional Disks. *Protostars and Planets VI*, pages 497–520.
- Esposito, L. W., Meinke, B. K., Colwell, J. E., Nicholson, P. D., und Hedman, M. M. (2008). Moonlets and clumps in Saturn's F ring. *Icarus*, 194:278–289.
- Filacchione, G., Capaccioni, F., Ciarniello, M., Clark, R. N., Cuzzi, J. N., Nicholson, P. D., Cruikshank, D. P., Hedman, M. M., Buratti, B. J., Lunine, J. I., Soderblom, L. A., Tosi, F., Cerroni, P., Brown, R. H., McCord, T. B., Jaumann, R., Stephan, K., Baines, K. H., und Flamini, E. (2012). Saturn's icy satellites and rings investigated by Cassini-VIMS: III - Radial compositional variability. *Icarus*, 220:1064–1096.
- French, R. S., Hicks, S. K., Showalter, M. R., Antonsen, A. K., und Packard, D. R. (2014). Analysis of clumps in Saturn's F ring from Voyager and Cassini. *Icarus*, 241:200–220.

- Garaud, P., Meru, F., Galvagni, M., und Olczak, C. (2013). From Dust to Planetesimals: An Improved Model for Collisional Growth in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 764:146.
- Geretshauser, R. J., Meru, F., Speith, R., und Kley, W. (2011). The four-population model: a new classification scheme for pre-planetesimal collisions. *A&A*, 531:A166.
- Goldreich, P. und Tremaine, S. D. (1978). The velocity dispersion in Saturn's rings. *Icarus*, 34:227–239.
- Gorti, U., Hollenbach, D., und Dullemond, C. P. (2015). The Impact of Dust Evolution and Photoevaporation on Disk Dispersal. *ApJ*, 804:29.
- Güttler, C., Blum, J., Zsom, A., Ormel, C. W., und Dullemond, C. P. (2010). The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals?. I. Mapping the zoo of laboratory collision experiments. *A&A*, 513:A56.
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., und Lada, C. J. (2001). Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. *ApJ*, 553:L153–L156.
- Harada, N., Herbst, E., und Wakelam, V. (2010). A New Network for Higher-temperature Gas-phase Chemistry. I. A Preliminary Study of Accretion Disks in Active Galactic Nuclei. *ApJ*, 721:1570–1578.
- Hayashi, C., Nakazawa, K., und Nakagawa, Y. (1985). Formation of the solar system. In Black, D. C. und Matthews, M. S., editors, *Protostars and Planets II*, pages 1100–1153.
- Hedman, M. M. und Stark, C. C. (2015). Saturn's G and D Rings Provide Nearly Complete Measured Scattering Phase Functions of Nearby Debris Disks. *ApJ*, 811:67.
- Heißelmann, D., Blum, J., Fraser, H. J., und Wolling, K. (2010). Microgravity experiments on the collisional behavior of saturnian ring particles. *Icarus*, 206:424–430.
- Helled, R., Bodenheimer, P., Podolak, M., Boley, A., Meru, F., Nayakshin, S., Fortney, J. J., Mayer, L., Alibert, Y., und Boss, A. P. (2014). Giant Planet Formation, Evolution, and Internal Structure. *Protostars and Planets VI*, pages 643–665.
- Hernández, J., Hartmann, L., Megeath, T., Gutermuth, R., Muzerolle, J., Calvet, N., Vivas, A. K., Briceño, C., Allen, L., Stauffer, J., Young, E., und Fazio, G. (2007). A Spitzer Space Telescope Study of Disks in the Young  $\sigma$  Orionis Cluster. *ApJ*, 662:1067–1081.
- Higa, M., Arakawa, M., und Maeno, N. (1996). Measurements of restitution coefficients of ice at low temperatures. *Planet. Space Sci.*, 44:917–925.
- Higa, M., Arakawa, M., und Maeno, N. (1998). Size Dependence of Restitution Coefficients of Ice in Relation to Collision Strength. *Icarus*, 133:310–320.
- Hill, C. R., Heißelmann, D., Blum, J., und Fraser, H. J. (2015). Collisions of small ice particles under microgravity conditions. *A&A*, 573:A49.
- Jankowski, T., Wurm, G., Kelling, T., Teiser, J., Sabolo, W., Gutiérrez, P. J., und Bertini, I. (2012). Crossing barriers in planetesimal formation: The growth of mm-dust aggregates with large constituent grains. *A&A*, 542:A80.



- Jankowski, T., Wurm, G., und Teiser, J. (2016). Preplanetary particle growth by reaccretion in small-impactor large-target collisions. *A&A*, *submitted*.
- Johansen, A., Henning, T., und Klahr, H. (2006). Dust Sedimentation and Self-sustained Kelvin-Helmholtz Turbulence in Protoplanetary Disk Midplanes. *ApJ*, 643:1219–1232.
- Johansen, A., Oishi, J. S., Mac Low, M.-M., Klahr, H., Henning, T., und Youdin, A. (2007). Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks. *Nature*, 448:1022–1025.
- Jutzi, M., Michel, P., Benz, W., und Richardson, D. C. (2010). Fragment properties at the catastrophic disruption threshold: The effect of the parent body’s internal structure. *Icarus*, 207:54–65.
- Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., und Wada, K. (2013). Fluffy dust forms icy planetesimals by static compression. *A&A*, 557:L4.
- Kelling, T., Wurm, G., und Köster, M. (2014). Experimental Study on Bouncing Barriers in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 783:111.
- Kothe, S., Güttler, C., und Blum, J. (2010). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. V. Multiple Impacts of Dusty Agglomerates at Velocities Above the Fragmentation Threshold. *ApJ*, 725:1242–1251.
- Krause, M. und Blum, J. (2004). Growth and Form of Planetary Seedlings: Results from a Sounding Rocket Microgravity Aggregation Experiment. *Physical Review Letters*, 93(2):021103.
- Krauss, O., Wurm, G., Mousis, O., Petit, J.-M., Horner, J., und Alibert, Y. (2007). The photophoretic sweeping of dust in transient protoplanetary disks. *A&A*, 462:977–987.
- Lambrechts, M. und Johansen, A. (2012). Rapid growth of gas-giant cores by pebble accretion. *A&A*, 544:A32.
- Langkowski, D., Teiser, J., und Blum, J. (2008). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. II. Low-Velocity Collision Properties. *ApJ*, 675:764–776.
- Lee, A. T., Chiang, E., Asay-Davis, X., und Barranco, J. (2010). Forming Planetesimals by Gravitational Instability. II. How Dust Settles to its Marginally Stable State. *ApJ*, 725:1938–1954.
- Leyrat, C., Ferrari, C., Charnoz, S., Decriem, J., Spilker, L. J., und Piorz, S. (2008). Spinning particles in Saturn’s C ring from mid-infrared observations: Pre-Cassini mission results. *Icarus*, 196:625–641.
- Lyra, W. und Klahr, H. (2011). The baroclinic instability in the context of layered accretion. Self-sustained vortices and their magnetic stability in local compressible unstratified models of protoplanetary disks. *A&A*, 527:A138.
- Meisner, T., Wurm, G., und Teiser, J. (2012). Experiments on centimeter-sized dust aggregates and their implications for planetesimal formation. *A&A*, 544:A138.

- Meisner, T., Wurm, G., Teiser, J., und Schywek, M. (2013). Preplanetary scavengers: Growing tall in dust collisions. *A&A*, 559:A123.
- Meru, F., Geretshauser, R. J., Schäfer, C., Speith, R., und Kley, W. (2013). Growth and fragmentation of centimetre-sized dust aggregates: the dependence on aggregate size and porosity. *MNRAS*, 435:2371–2390.
- Musiolik, G. (2015). Tieftemperatur-Kollisionsdynamik von CO<sub>2</sub>- und H<sub>2</sub>O-Aggregaten. Masterarbeit, Universität Duisburg-Essen.
- Musiolik, G., Teiser, J., Jankowski, T., und Wurm, G. (2016). Collisions of CO<sub>2</sub> Ice Grains in Planet Formation. *ApJ*, 818:16.
- Nicholson, P. D., Hedman, M. M., Clark, R. N., Showalter, M. R., Cruikshank, D. P., Cuzzi, J. N., Filacchione, G., Capaccioni, F., Cerroni, P., Hansen, G. B., Sicardy, B., Drossart, P., Brown, R. H., Buratti, B. J., Baines, K. H., und Coradini, A. (2008). A close look at Saturn’s rings with Cassini VIMS. *Icarus*, 193:182–212.
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., und Wada, K. (2012). Rapid Coagulation of Porous Dust Aggregates outside the Snow Line: A Pathway to Successful Icy Planetesimal Formation. *ApJ*, 752:106.
- Ormel, C. W. und Kobayashi, H. (2012). Understanding How Planets Become Massive. I. Description and Validation of a New Toy Model. *ApJ*, 747:115.
- Owen, J. E., Clarke, C. J., und Ercolano, B. (2012). On the theory of disc photoevaporation. *MNRAS*, 422:1880–1901.
- Pan, M. und Schlichting, H. E. (2012). Self-consistent Size and Velocity Distributions of Collisional Cascades. *ApJ*, 747:113.
- Papaloizou, J. C. B. und Terquem, C. (1999). Critical Protoplanetary Core Masses in Protoplanetary Disks and the Formation of Short-Period Giant Planets. *ApJ*, 521:823–838.
- Pérez, L. M., Carpenter, J. M., Chandler, C. J., Isella, A., Andrews, S. M., Ricci, L., Calvet, N., Corder, S. A., Deller, A. T., Dullemond, C. P., Greaves, J. S., Harris, R. J., Henning, T., Kwon, W., Lazio, J., Linz, H., Mundy, L. G., Sargent, A. I., Storm, S., Testi, L., und Wilner, D. J. (2012). Constraints on the Radial Variation of Grain Growth in the AS 209 Circumstellar Disk. *ApJ*, 760:L17.
- Pfalzner, S., Davies, M. B., Gounelle, M., Johansen, A., Munker, C., Lacerda, P., Portegies Zwart, S., Testi, L., Tieloff, M., und Veras, D. (2015). The formation of the solar system. *Phys. Scr*, 90(6):068001.
- Pinte, C., Padgett, D. L., Ménard, F., Stapelfeldt, K. R., Schneider, G., Olofsson, J., Panić, O., Augereau, J. C., Duchêne, G., Krist, J., Pontoppidan, K., Perrin, M. D., Grady, C. A., Kessler-Silacci, J., van Dishoeck, E. F., Lommen, D., Silverstone, M., Hines, D. C., Wolf, S., Blake, G. A., Henning, T., und Stecklum, B. (2008). Probing dust grain evolution in IM Lupi’s circumstellar disc. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc. *A&A*, 489:633–650.

- Porco, C. C., Weiss, J. W., Richardson, D. C., Dones, L., Quinn, T., und Throop, H. (2008). Simulations of the Dynamical and Light-Scattering Behavior of Saturn's Rings and the Derivation of Ring Particle and Disk Properties. *AJ*, 136:2172–2200.
- Raettig, N., Klahr, H., und Lyra, W. (2015). Particle Trapping and Streaming Instability in Vortices in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 804:35.
- Raymond, S. N., Kokubo, E., Morbidelli, A., Morishima, R., und Walsh, K. J. (2014). Terrestrial Planet Formation at Home and Abroad. *Protostars and Planets VI*, pages 595–618.
- Ros, K. und Johansen, A. (2013). Ice condensation as a planet formation mechanism. *A&A*, 552:A137.
- Schräpler, R., Blum, J., Seizinger, A., und Kley, W. (2012). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. VII. The Low-velocity Collision Behavior of Large Dust Agglomerates. *ApJ*, 758:35.
- Scott, E. R. D. und Krot, A. N. (2005). Thermal Processing of Silicate Dust in the Solar Nebula: Clues from Primitive Chondrite Matrices. *ApJ*, 623:571–578.
- Seizinger, A., Speith, R., und Kley, W. (2012). Compression behavior of porous dust agglomerates. *A&A*, 541:A59.
- Sekiya, M. und Takeda, H. (2003). Were planetesimals formed by dust accretion in the solar nebula? *Earth, Planets, and Space*, 55:263–269.
- Sellentini, E., Ramsey, J. P., Windmark, F., und Dullemond, C. P. (2013). A quantification of hydrodynamical effects on protoplanetary dust growth. *A&A*, 560:A96.
- Setoh, M., Hiraoka, K., Nakamura, A. M., Hirata, N., und Arakawa, M. (2007). Collisional disruption of porous sintered glass beads at low impact velocities. *Advances in Space Research*, 40:252–257.
- Shimaki, Y. und Arakawa, M. (2012). Experimental study on collisional disruption of highly porous icy bodies. *Icarus*, 218:737–750.
- Showalter, M. R. (1998). Detection of Centimeter-Sized Meteoroid Impact Events in Saturn's F Ring. *Science*, 282:1099.
- Sirono, S.-i. (2011). The Sintering Region of Icy Dust Aggregates in a Protoplanetary Nebula. *ApJ*, 735:131.
- Takasawa, S., Nakamura, A. M., Kadono, T., Arakawa, M., Dohi, K., Ohno, S., Seto, Y., Maeda, M., Shigemori, K., Hironaka, Y., Sakaiya, T., Fujioka, S., Sano, T., Otani, K., Watari, T., Sangen, K., Setoh, M., Machii, N., und Takeuchi, T. (2011). Silicate Dust Size Distribution from Hypervelocity Collisions: Implications for Dust Production in Debris Disks. *ApJ*, 733:L39.
- Teiser, J., Engelhardt, I., und Wurm, G. (2011a). Porosities of Protoplanetary Dust Agglomerates from Collision Experiments. *ApJ*, 742:5.

- Teiser, J., Küpper, M., und Wurm, G. (2011b). Impact angle influence in high velocity dust collisions during planetesimal formation. *Icarus*, 215:596–598.
- Teiser, J. und Wurm, G. (2009). High-velocity dust collisions: forming planetesimals in a fragmentation cascade with final accretion. *MNRAS*, 393:1584–1594.
- Testi, L., Birnstiel, T., Ricci, L., Andrews, S., Blum, J., Carpenter, J., Dominik, C., Isella, A., Natta, A., Williams, J. P., und Wilner, D. J. (2014). Dust Evolution in Protoplanetary Disks. *Protostars and Planets VI*, pages 339–361.
- Thornton, C. und Ning, Z. (1998). A theoretical model for the stick/bounce behaviour of adhesive, elastic-plastic spheres. *Powder Technology*, 99:154–162.
- Tiscareno, M. S., Hedman, M. M., Burns, J. A., und Castillo-Rogez, J. (2013a). Compositions and Origins of Outer Planet Systems: Insights from the Roche Critical Density. *ApJ*, 765:L28.
- Tiscareno, M. S., Mitchell, C. J., Murray, C. D., Di Nino, D., Hedman, M. M., Schmidt, J., Burns, J. A., Cuzzi, J. N., Porco, C. C., Beurle, K., und Evans, M. W. (2013b). Observations of Ejecta Clouds Produced by Impacts onto Saturn’s Rings. *Science*, 340:460–464.
- Tscharnutter, W. M., Schönke, J., Gail, H.-P., Tieloff, M., und Lüttjohann, E. (2009). Protoplanetary collapse: rotation and disk formation. *A&A*, 504:109–113.
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., und Yamamoto, T. (2007). Numerical Simulation of Dust Aggregate Collisions. I. Compression and Disruption of Two-Dimensional Aggregates. *ApJ*, 661:320–333.
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., und Yamamoto, T. (2009). Collisional Growth Conditions for Dust Aggregates. *ApJ*, 702:1490–1501.
- Weidenschilling, S. J. (1977a). Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. *MNRAS*, 180:57–70.
- Weidenschilling, S. J. (1977b). The distribution of mass in the planetary system and solar nebula. *Ap&SS*, 51:153–158.
- Weidenschilling, S. J. und Cuzzi, J. N. (1993). Formation of planetesimals in the solar nebula. In Levy, E. H. und Lunine, J. I., editors, *Protostars and Planets III*, pages 1031–1060. University of Arizona Press, Tuscon, Arizona.
- Weidling, R., Güttler, C., und Blum, J. (2012). Free collisions in a microgravity many-particle experiment. I. Dust aggregate sticking at low velocities. *Icarus*, 218:688–700.
- Weidling, R., Güttler, C., Blum, J., und Brauer, F. (2009). The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. III. Compaction in Multiple Collisions. *ApJ*, 696:2036–2043.
- Weigert, A., Wendker, H., und Wisotzki, L. (2009). *Astronomie und Astrophysik - Ein Grundkurs*. Wiley VCH.

- Wetherill, G. W. und Stewart, G. R. (1993). Formation of planetary embryos - Effects of fragmentation, low relative velocity, and independent variation of eccentricity and inclination. *Icarus*, 106:190.
- Whipple, F. L. (1972). On certain aerodynamic processes for asteroids and comets. In Elvius, A., editor, *From Plasma to Planet*, page 211.
- Williams, J. P. und Cieza, L. A. (2011). Protoplanetary Disks and Their Evolution. *ARA&A*, 49:67–117.
- Windmark, F., Birnstiel, T., Güttler, C., Blum, J., Dullemond, C. P., und Henning, T. (2012a). Planetesimal formation by sweep-up: how the bouncing barrier can be beneficial to growth. *A&A*, 540:A73.
- Windmark, F., Birnstiel, T., Ormel, C. W., und Dullemond, C. P. (2012b). Breaking through: The effects of a velocity distribution on barriers to dust growth. *A&A*, 544:L16.
- Windmark, F., Birnstiel, T., Ormel, C. W., und Dullemond, C. P. (2012c). Breaking through: the effects of a velocity distribution on barriers to dust growth (Corrigendum). *A&A*, 548:C1.
- Winter, O. C., Mourão, D. C., Giuliani Winter, S. M., Spahn, F., und da Cruz, C. (2007). Moonlets wandering on a leash-ring. *MNRAS*, 380:L54–L57.
- Wurm, G., Blum, J., und Colwell, J. E. (2001a). Aerodynamical sticking of dust aggregates. *Phys. Rev. E*, 64(4):046301.
- Wurm, G., Blum, J., und Colwell, J. E. (2001b). NOTE: A New Mechanism Relevant to the Formation of Planetesimals in the Solar Nebula. *Icarus*, 151:318–321.
- Wurm, G., Paraskov, G., und Krauss, O. (2005). Growth of planetesimals by impacts at  $\sim 25$  m/s. *Icarus*, 178:253–263.
- Yasui, M., Hayama, R., und Arakawa, M. (2014). Impact strength of small icy bodies that experienced multiple collisions. *Icarus*, 233:293–305.
- Youdin, A. N. und Goodman, J. (2005). Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. *ApJ*, 620:459–469.
- Zsom, A., Ormel, C. W., Güttler, C., Blum, J., und Dullemond, C. P. (2010). The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier. *A&A*, 513:A57.



## Übersicht über die durchgeführten Kollisionsexperimente

Abw.	Koll.	$m_W$ [g]	$v_W$ [cm s <sup>-1</sup> ]	$m_A$ [g]	$v_A$ [cm s <sup>-1</sup> ]	$E$ [mJ]	Resultat	$\varepsilon$
2	1	1572	3,45	1574	3,56	2,06	0	0,79
2	2	1572	1,94	1574	1,31	0,51	0	0,97
2	3	1572	0,7	1574	0,7	0,1	0	0,78
2	4	1572	0,3	1574	0,48	0,03	0	0,8
4	1	1563	14,32	1519	11,98	26,98	1	
5	1	1573	8,68	1566	4,93	8,1	0	0,28
5	2	1573	1,85	1566	1,68	0,6	0	0,66
5	3	1573	1,16	1566	1,52	0,32	0	0,58
6	1	1459	4,51	1575	15,46	20,89	1	
7	1	1564	3,49	1552	12,2	13,13	1	
9	1	1569	6,7	1564	8,26	8,85	0	0,2
9	2	1569	0,29	1564	3,02	0,76	0	0,41
11	1	1561	13,15	1559	12,58	26,38	1	
12	1	1553	11,38	1565	11,07	19,95	1	
13	1	951		1128	13,94	10,98	0	0,32
14	1	1198	10,35	1564	12,07	18,16	0	0,27
14	2	1198	1,13	1564	1,5	0,29	0	0,42
15	1	1566	13,61	1593	12,04	26,37	1	

**Tabelle 4:** Übersicht über Experimente und Ergebnisse der Kollisionen im Fallturm: Abw. ist die Nummer des Abwurfs, Koll. die der Kollision.  $m_W$  und  $v_W$  sind Masse und Geschwindigkeit des waagerechten Agglomerates,  $m_A$  und  $v_A$  die des aufrechten Agglomerates.  $E$  ist die kinetische Energie der Kollision, beim Resultat steht 0 für Bouncing und 1 für Fragmentation und  $\varepsilon$  ist der Restitutionskoeffizient in Kollisionen mit Bouncing.

## A Übersicht über die durchgeführten Kollisionsexperimente

Nr.	$m_p$ [g]	$\Delta\Phi$	$\alpha$ [Grad]	$v$ [ms <sup>-1</sup> ]	$E$ [mJ]	Resultat	$e_{ak}$ [%]	$M_F$ [g]
1	2,53	0,059	0	7,54	71,92	0	3,95	
2	2,73	0,022	0	7,47	76,17	0	5,5	
3	2,62	0,047	34,5	6,18	50,03	0	4,73	
4	2,43	-0,006	11,8	6,57	52,45	0	7,24	
5	2,49	0,037	43,2	7,20	64,54	0	5,26	
6	2,57	0,013	5	6,92	61,53	0	6,89	
7	3,77	0,022	0	6,64	80,62	0	7,35	
8	2,61	0,046	20	6,25	51,04	0	5,21	
9	2,83	0,028	68	6,47	59,23	0	4,7	
10	11,5	0,015	0	6,52	244,14	0	12,3	
11	9,1	0,023	5	5,96	151,17	0	7,26	
12	5,44	0,029	38,9	6,31	109,54	0	5,63	
13	7,12	0,026	13,9	5,9	123,8	0	6,12	
14	7,46	0,039	35,2	6,47	156,33	0	4,4	
15	8,34	0,048	0	7,44	206,68	0	9,48	
16	9,03	0,036	32,8	6,62	197,89	0	7,51	
17	10,44	-0,029	24,5	7,46	290,03	0	11,23	
18	8,63	0,023	60,2	6,19	165,21	0	3,2	
19	9,98	0,012	22	7,51	294,66	0	9,97	
20	6,71	0,046	23	7,05	115,35	0	5,92	
21	6,98	0,036	48,5	4,81	129,75	0	3,65	
22	7,79	0,013	11,5	7,43	215,11	0	10,02	
23	7,19	0,008	58,1	7,26	189,23	0	4,98	
24	9,8	0,012	17	6,22	193,33	0	6,55	
25	10,39	0,02	19	5,99	186,19	0	9,24	
26	10,65	0,005	45	5,91	185,81	0	8,08	
27	10,69	0,022	69	6,8	246,86	0	6,11	
28	19,86		20,7	6,35	400,15	1		450
29	16,26	0,025	7	6,43	335,82	1		500
30	14,28	0,016	29,2	6,6	311,4	1		540
31	11,98	0,074	0	7,31	320,35	1		365
32	9,44	0,039	32	7,99	301,1	1		678

**Tabelle 5:** Übersicht über die Experimente mit porösen Staubagglomeraten im Labor und deren Ergebnisse:  $m_p$  ist die Masse des Projektils,  $\Delta\Phi$  die Differenz im Füllfaktor ( $\Delta\Phi = \Phi_p - \Phi_t$ ),  $\alpha$  der Kollisionswinkel,  $v$  die Kollisionsgeschwindigkeit und  $E$  die kinetische Energie. Beim Resultat steht 0 für Massentransfer und 1 für katastrophale Fragmentation.  $e_{ak}$  ist die Akkretionseffizienz bei Massentransfer und  $M_F$  ist die Masse des größten Fragments bei Fragmentation des Target (Deckers und Teiser, 2014).



$T$ [K]	$m_P$ [g]	$v_P$ [m s <sup>-1</sup> ]	Resultat	$e_{ak}$ [%]
256,2	0,48	26,84	1	2,01
255,7	0,48	27,72	1	1,73
257,2	0,47	28,07	1	1,06
256,2	0,44	28,58	1	1,14
255,2	0,48	42,21	1	1,04
255,7	2,26	15,31	1	0,44
255,2	2,35	29,77	1	0,85
256,7	2,22	34,36	1	0,31
256,2	2,22	36,18	1	0,65
256,7	2,19	38,51	1	0,32
257,2	2,31	39,24	1	1,3
256,7	2,18	40,34	0	
255,7	2,31	40,35	1	0,94
255,9	2,35	40,86	0	
	2,37	41,36	0	
255,7	2,26	41,9	0	
	2,31	42,4	0	
255,9	2,87	21,42	1	0,87
255,7	3,79	24,48	1	1,06
255,7	3,59	25,49	1	2,09
256,7	3,79	25,6	1	0,53
256,7	3,78	26,67	1	1,59
255,2	3,77	28,0	1	0,13
257,2	3,77	29,72	1	0,27
255,2	3,7	32,23	1	0,14
256,2	3,85	32,4	1	0,13
257,2	3,83	33,55	1	0,29
256,2	3,83	33,64	0	
256,2	3,7	33,83	1	0,03
255,2	3,6	34,25	0	
256,2	3,7	35,65	0	
256,2	7,53	25,82	1	0,13
255,2	7,14	25,82	1	0,2
257,2	7,05	26,84	1	0,11
	7,51	27,04	1	0,91
255,2	7,34	27,14	0	
255,2	7,15	27,21	0	
256,1	7,5	29,36	0	
255,2	17,26	16,7	1	5,53
255,9	15,67	16,87	1	2,21
256,0	17,15	17,21	1	0,36
256,1	16,88	17,98	0	
255,4	16,88	18,36	1	0,81
255,9	16,7	20,74	0	
	15,98	24,69	0	

**Tabelle 6:** Übersicht über Experimente und Ergebnisse der Eiskollisionen bei höheren Geschwindigkeiten.  $m_P$  ist die Masse des Projektils,  $v_P$  dessen Geschwindigkeit,  $e_{ak}$  die Akkretioseffizienz. Beim Resultat steht 1 für Kollisionen mit Massentransfer, 0 für Kollisionen ohne MT.

## A Übersicht über die durchgeführten Kollisionsexperimente

$T$ [K]	$m_P$ [g]	$v_P$ [m s <sup>-1</sup> ]	Resultat	$e_{ak}$ [%]
256,9	7,37	19,72	1	0,05
256,2	7,12	24,54	1	0,28
254,9	7,55	26,73	1	0,35
256,0	7,47	26,9	0	
255,2	6,25	27,19	0	
256,2	7,22	28,08	0	
254,9	6,64	28,39	0	
254,8	7,43	28,47	0	
255,9	7,36	29,32	0	

**Tabelle 7:** Übersicht über Experimente und Ergebnisse der Eiskollisionen bei höheren Geschwindigkeiten mit  $\alpha = 45$  Grad.  $m_P$  ist die Masse des Projektils,  $v_P$  dessen Geschwindigkeit,  $e_{ak}$  die Akkretionseffizienz. Beim Resultat steht 1 für Kollisionen mit Massentransfer, 0 für Kollisionen ohne MT.

$T$ [K]	$m_P$ [g]	$v_P$ [m s <sup>-1</sup> ]	Resultat	$\mu$	$\epsilon$
255,0	3,65	1,57	0	1	0,42
255,1	3,83	1,79	0	1	0,41
256,9	3,88	2,35	0	0,95	
254,8	3,98	2,46	0	1	0,35
255,8	3,84	2,70	1	0,92	0,24
255,0	3,84	2,86	1	0,91	
257,0	3,8	2,92	1	0,69	
255,2	3,6	2,97	0	1	0,16
255,9	3,92	3,03	0	0,96	
255,0	3,71	3,08	1	0,43	0,18
255,9	3,91	3,11	0	1	0,08
256,6	3,94	3,11	1	0,76	0,18
255,6	3,94	3,12	0	1	
255,9	3,95	3,14	0	1	0,17
255,3	3,9	3,21	1	0,45	0,13
254,9	3,96	3,27	1	0,62	0,1
254,9	3,89	3,45	1	0,37	0,15
255,2	3,88	3,5	1	0,51	0,22
255,6	3,91	4,14	1	0,56	
255,2	3,82	4,36	1	0,46	0,12
256,9	3,88	4,76	1	0,56	0,1
256,0	3,92	5,04	1	0,26	
256,3	3,88	5,66	1	0,23	
256,8	3,92	6,0875	1	0,13	

**Tabelle 8:** Übersicht über Experimente und Ergebnisse der Eiskollisionen, Kugeln mit  $d = 2$  cm, bei niedrigen Geschwindigkeiten.  $m_P$  ist die Masse des Projektils,  $v_P$  dessen Geschwindigkeit,  $\mu$  die Fragmentationsstärke und  $\epsilon$  der Restitutionskoeffizient. Beim Resultat steht 0 für Bouncing und 1 für Fragmentation.

---

$T$ [K]	$m_P$ [g]	$v_P$ [ms <sup>-1</sup> ]	Resultat	$\mu$	$\epsilon$
255,9	7,49	0,91	0	1	0,43
255,9	7,25	1,18	0	1	0,36
255,9	7,49	1,24	0	1	0,26
254,9	7,5	1,47	0	1	0,24
256,4	7,56	1,63	0	1	
256,7	7,43	1,65	1	0,91	0,2
255,8	7,53	1,68	0	1	0,23
254,8	7,45	1,7	0	0,98	0,28
255,1	7,39	1,77	0	1	0,37
254,9	7,25	1,78	1	0,94	0,21
254,8	7,36	1,86	1	0,52	0,19
255,8	7,59	1,95	0	0,98	
255,8	7,45	2,02	0	1	
254,9	7,58	2,08	0	1	0,18
255,9	7,46	2,1	0	0,97	0,19
254,9	7,7	2,17	0	0,98	0,19
255,8	7,15	2,36	1	0,81	0,19
254,9	7,58	2,42	1	0,76	0,18
255,9	7,45	2,49	1	0,81	
255,2	7,44	2,57	1	0,54	0,19
255,6	7,45	2,71	1	0,55	
255,8	7,35	2,84	1	0,75	0,15
256,0	7,4	3,51	1	0,61	0,21
254,9	7,48	3,67	1	0,61	0,17
256,9	7,33	4,01	1	0,54	
255,0	7,43	4,37	1	0,61	0,13
257,0	7,57	4,38	1	0,56	0,13
256,2	7,56	4,7	1	0,33	0,16
256,8	7,48	5,28	1	0,41	
256,8	7,52	5,34	1	0,45	
255,0	7,38	5,49	1	0,49	0,14
257,0	7,45	5,77	1	0,28	
254,9	7,47	5,8	1	0,38	
256,9	7,39	6,31	1	0,33	0,15
256,0	7,46	6,42	1	0,34	0,16

**Tabelle 9:** Übersicht über Experimente und Ergebnisse der Eiskollisionen, Kugeln mit  $d = 2,5$  cm, bei niedrigen Geschwindigkeiten.  $m_P$  ist die Masse des Projektils,  $v_P$  dessen Geschwindigkeit,  $\mu$  die Fragmentationsstärke und  $\epsilon$  der Restitutionskoeffizient. Beim Resultat steht 0 für Bouncing und 1 für Fragmentation.



# Danksagung

---

Mein Dank gilt zunächst Prof. Dr. Gerhard Wurm, der mir die Gelegenheit gegeben hat diese Arbeit durchzuführen. Außerdem möchte ich mich für seine stete Unterstützung und Hilfsbereitschaft bedanken. Weiterhin gilt mein besonderer Dank Dr. Jens Teiser, der dieses Projekt und meine damit verbundene Arbeit durch sein großes Engagement erst möglich gemacht hat und mir stets mit Rat und Tat zur Seite stand.

Darüber hinaus möchte ich Prof. Dr. Jürgen Blum für die Begutachtung dieser Arbeit danken.

Diese Arbeit wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Schwerpunktprogramms SPP1385 „The First 10 Million Years of the Solar System – a Planetary Materials Approach“ gefördert. Die Abwürfe im Fallturm in Bremen wurden durch die Europäische Raumfahrtagentur (ESA) ermöglicht. Dabei möchte ich mich vor allem bei Dr. Jens Teiser für die Planung und Durchführung der Messkampagne in Bremen bedanken. Ebenso danke ich Dr. Caroline De Beule und Dr. Janine van Eymeren für ihre Hilfe bei Ausführung der Versuche.

Ich danke Manfred Aderholz für die technische Unterstützung bei den Experimenten und Rosa Esteban für ihre Hilfe rund um alle organisatorischen Angelegenheiten. Darüber hinaus danke ich Prof. Dr. Gerhard Wurm für die Möglichkeit bei einem Parabelflug dabei zu sein und Caro, Tim und Mathias für die angenehme Zeit in Bordeaux. Bei allen anderen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der AG möchte ich mich für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielfältigen gemeinsamen Aktivitäten bedanken. Insbesondere möchte ich mich in diesem Zusammenhang bei Caro, Mathias, Thorben, Marc, Tim, Christoph, Gregor und Jens bedanken.

### *Danksagung*

---

Zum Schluss möchte ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern bedanken, die mich in all den Jahren meines Studiums in jeglicher Hinsicht unterstützt haben.

# Erklärung

---

Hiermit versichere ich, dass ich diese Dissertation selbstständig verfasst habe. Dabei habe ich keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt. Alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen wurden als solche gekennzeichnet. Die Dissertation habe ich nur in diesem Promotionsverfahren eingereicht und strebe damit den Doktorgrad Dr. rer. nat. an.

Duisburg, den 22.04.2016

---

Johannes Deckers

